



Tiago Miguel Nabuco Silva

Licenciado em Ciências de Engenharia Mecânica

Estudo numérico de um conversor hiperbárico de energia das ondas

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia Mecânica

Orientador: Moisés Gonçalves de Brito, Investigador Doutorado,
Instituto Superior Técnico da Universidade de Lisboa

Coorientador: Doutor Luís Miguel Chagas da Costa Gil, Professor
Auxiliar, Faculdade de Ciências e Tecnologia da
Universidade Nova de Lisboa

Júri:

Presidente: Doutor José Manuel Paixão Conde

Arguente: Doutora Maria da Graça Neves

Vogal: Doutor Moisés Gonçalves de Brito



FACULDADE DE
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

Novembro, 2019

Estudo numérico de um conversor hiperbólico de energia das ondas

Copyright © Tiago Miguel Nabuco Silva, Faculdade de Ciências e Tecnologia, Universidade Nova de Lisboa.

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade Nova de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objetivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.

Agradecimentos

Em primeiro lugar gostaria de agradecer ao meu orientador Doutor Moisés Gonçalves de Brito e co-orientador Doutor Luís Miguel Chagas da Costa Gil. Começando pela forma como me apresentaram o tema e cativaram, à constante ajuda científica disponibilizada, terminando com o auxílio prestado na revisão textual. Com uma palavra de apreço especial para o Doutor Moisés Gonçalves de Brito pelo seu apoio incansável e o seu incessante interesse no desenvolvimento desta dissertação.

Aos meus amigos de Santo André e colegas da FCT, que sempre me motivaram.

À minha família, em especial ao meu tio, pelo seu apoio incondicional e pela disponibilidade para utilizar o seu computador pessoal para correr as simulações numéricas.

Por fim, um agradecimento muito especial aos meus pais e ao meu irmão, por todas as palavras de apoio e conselhos que me deram ao longo da vida, por todo o incentivo em períodos menos bons e pela oportunidade que me foi dada de poder tirar um curso superior.

Resumo

Atualmente existem vários tipos de dispositivos conversores de energia das ondas (WECs), que devido ao enorme potencial energético das ondas marítimas, têm sido alvo de diversos estudos ao longo das últimas décadas. Estima-se que na costa portuguesa se encontre disponível um fluxo médio anual de, aproximadamente, 40 kW por metro de frente de onda.

Esta dissertação aborda o estudo numérico da dinâmica de um conversor hiperbárico de energia das ondas, recorrendo-se ao código DualSPHysics. Este código baseia-se no método *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH) para resolver as equações que regem a mecânica dos fluidos, onde o domínio computacional é discretizado por um conjunto de partículas. As interações de partículas sólidas com os mecanismos de acoplamento são resolvidas com recurso ao Project Chrono.

A validação e verificação do modelo numérico foi feita de acordo com os estudos realizados por Ren *et al.* (2015) e Stratigaki (2014), comparando-se os resultados experimentais com os obtidos via simulação numérica, tendo sido constatada uma boa concordância.

Validado o modelo numérico, realizou-se um estudo numérico bidimensional da dinâmica do dispositivo, para ondas regulares e irregulares, analisando-se a influência das características de agitação, da massa do flutuador e do sistema PTO na resposta do dispositivo. Verificou-se um comportamento aceitável do conversor hiperbárico, com exceção de dois casos, para a gama de parâmetros de agitação escolhidos, constatando-se também que a massa do flutuador não é determinante no seu movimento. Por fim, comprovou-se o comportamento não-linear do sistema PTO e estabeleceu-se uma gama ótima de valores para a pressão do sistema.

Palavras-chave: Conversor hiperbárico de energia das ondas, simulação numérica, *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH), DualSPHysics, Project Chrono, *power take-off* (PTO).

Abstract

Nowadays there are several types of wave energy converters (WECs), that due to the huge energy potential found in the waves, have been the subject of a lot of studies over the last few decades. It is estimated that, in the portuguese coast, the average annual flux is around 40 kW per meter of wave front.

This thesis approaches the numerical study of the dynamic of a hyperbaric wave energy converter, using the DualSPHysics code. This code is based on the Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) method to solve the governing equations of fluid dynamics, where the computational domain is discretized by a group of particles. The interaction of solid particles with coupling mechanisms is solved using Project Chrono.

The validation and verification of the numerical model was performed according to the studies made by Ren *et al.* (2015) and Stratigaki (2014), the experimental results were compared to the those obtained via numerical simulation resulting in a good agreement.

After validating the numerical model, a bidimensional numerical study of the device's dynamic was carried out, on regular and irregular waves, and the influence of the wave parameters, weight of the floating body and the PTO system was analyzed. It was verified that the hyperbaric converter had an acceptable behavior, excluding two cases, for the chosen sea agitation parameters and that the weight of the floating body didn't have much influence on its movement. Lastly, it was established that the PTO system had a non-linear behavior and an optimal range of values for the system's pressure was defined.

Keywords: Hyperbaric wave energy converter, numerical simulation, Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH), DualSPHysics, Project Chrono, power take-off (PTO)

Conteúdo

1. INTRODUÇÃO.....	1
1.1 Enquadramento do trabalho	1
1.2 Objetivos	3
1.3 Metodologia	3
1.4 Estrutura da dissertação.....	4
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	5
2.1 Teorias de onda	5
2.1.1 Teoria linear das ondas	6
2.1.2 Teoria de 2ª ordem de Stokes.....	9
2.1.3 Teoria de ondas irregulares.....	10
2.2 Dispositivos de conversão de energia das ondas.....	14
2.2.1 Coluna de água oscilante (CAO)	15
2.2.2 Corpos oscilantes	16
2.2.3 Galgamento.....	17
2.3 <i>Power take-off</i> (PTO).....	17
2.3.1 Sistema hidráulico	18
2.3.2 Turbinas a gás	18
2.3.3 Turbinas hidráulicas.....	19
2.3.4 Sistema mecânico direto	19
2.3.5 Sistema de acionamento elétrico direto	19
2.3.6 Modelos de sistemas de PTO.....	19
2.4 Princípio de funcionamento do conversor hiperbárico.....	20
2.4.1 Dinâmica do corpo flutuante.....	21
2.4.2 Equações de movimento	22
2.4.3 Potência extraída.....	23
3. MODELO NUMÉRICO.....	25
3.1 Método SPH.....	25
3.1.1 <i>Kernel</i> de interpolação.....	26

3.1.2	Equações fundamentais da mecânica de fluidos	27
3.1.3	Efeito da viscosidade	28
3.1.4	Equação de estado.....	29
3.1.5	Movimento das partículas	29
3.2	Código DualSPHysics	29
3.2.1	Condições de fronteira	30
3.2.2	Esquemas de discretização temporal.....	30
3.2.3	Passo de tempo variável.....	32
3.2.4	Interação entre fluido e corpos rígidos	32
3.3	Projeto Chrono	34
3.3.1	Mecânica multi-corpos	34
3.3.2	Acoplamento entre DualSPHysics e o Projeto Chrono	35
3.4	Parâmetros e metodologia de uma simulação numérica.....	36
4.	VALIDAÇÃO E VERIFICAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO	39
4.1	Interação onda-corpo flutuante livre	39
4.2	Interação onda-corpo flutuante apenas com arfagem	44
5.	ESTUDO NUMÉRICO DO CONVERTOR HIPERBÁRICO	47
5.1	Geometria do dispositivo	47
5.2	Agitação marítima na costa portuguesa.....	48
5.3	Estudo numérico do dispositivo sob agitação regular	50
5.3.1	Influência da altura e período de onda	51
5.3.2	Influência da massa do flutuador	55
5.3.3	Influência do sistema PTO.....	56
5.4	Estudo numérico do dispositivo sob agitação irregular	59
6.	CONCLUSÕES	65
6.1	Principais conclusões	65
6.2	Desenvolvimentos futuros.....	66
7.	BIBLIOGRAFIA	67

Índice de Figuras

Figura 1.1 – Distribuição mundial do potencial das ondas em kW/m de frente de onda. Adaptado de C.R.E.S. (2006).	2
Figura 2.1 – Domínio de validade das teorias de ondas regulares. Adaptado de Le Méhauté (1976). ...	6
Figura 2.2 – Parâmetros caraterísticos de uma onda linear regular. Adaptado de US Army Corps Of Engineers (2002).	7
Figura 2.3 – Estado de agitação marítima irregular. Adaptado de US Army Corps Of Engineers (2002).	10
Figura 2.4 – Espectro de energia de onda. Adaptado de US Army Corps Of Engineers (2002).	12
Figura 2.5 – Comparação entre os espectros de PM e de JONSWAP. Adaptado de US Army Corps of Engineers (2002).	13
Figura 2.6 – Classificação de dispositivos de conversão de energia das ondas. Adaptado de Falcão (2010).	15
Figura 2.7 – Esquema de um dispositivo de CAO fixo. Adaptado de Khan e Bhuyan (2009).	16
Figura 2.8 – Tipos de sistemas PTO. Adaptado de Pecher <i>et al.</i> (2017).	18
Figura 2.9 – Esquema do sistema de conversão de energia. Adaptado de Rosa <i>et al.</i> (2013).	20
Figura 2.10 – Nomenclatura utilizada para definir os graus de liberdade. Adaptado de Silva (2014). ..	21
Figura 2.11 – Esquema simplificado do sistema PTO. Adaptado de Garcia-Rosa <i>et al.</i> (2009).	23
Figura 3.1 – Domínio de influência do kernel. Adaptado de Didier e Neves (2010).	26

Figura 3.2 – Esquema de acoplamento entre DualSPHysics e Project Chrono. Adaptado de Brito <i>et al.</i> (2019).	35
Figura 3.3 – Fluxograma relativo a uma simulação numérica do conversor hiperbárico.	38
Figura 4.1 – Geometria do canal de ondas.....	40
Figura 4.2 – Comparação dos resultados numéricos e experimentais: arfagem ($H = 0,1$ m).....	40
Figura 4.3 – Comparação dos resultados numéricos e experimentais: avanço ($H = 0,1$ m).	40
Figura 4.4 – Comparação dos resultados numéricos e experimentais: balanço ($H = 0,1$ m).	41
Figura 4.5 – Posição do flutuador em instantes equivalentes: estudo experimental à esquerda e numérico à direita ($H = 0,1$ m). Adaptado de Ren <i>et al.</i> (2015).....	42
Figura 4.6 – Comparação dos resultados numéricos e experimentais: arfagem ($H = 0,04$ m).....	43
Figura 4.7 – Comparação dos resultados numéricos e experimentais: avanço ($H = 0,04$ m).	43
Figura 4.8 – Comparação dos resultados numéricos e experimentais: balanço ($H = 0,04$ m).	43
Figura 4.9 – Dimensões do flutuador. Adaptado de Stratigaki (2014).	44
Figura 4.10 – Configuração do canal de ondas. Adaptado de Stratigaki (2014).....	45
Figura 4.11 – Comparação dos resultados numéricos e experimentais: arfagem.	45
Figura 5.1 – Geometria do canal e do dispositivo.....	48
Figura 5.2 – Geometria do braço mecânico.	48
Figura 5.3 – Histograma da altura significativa de onda na costa portuguesa. Adaptado de Pontes <i>et al.</i> (2003).	49
Figura 5.4 – Distribuição anual da altura significativa de onda e correspondente direção. Adaptado de Pontes <i>et al.</i> (2003).....	49
Figura 5.5 – Distribuição anual do período de onda na região costeira centro-sul de Portugal. Adaptado de Pontes <i>et al.</i> (2003).	50
Figura 5.6 – Força resultante média aplicada no flutuador em função do período de onda.....	51

Figura 5.7 – Rotação do braço mecânico ($T = 8$ s).	52
Figura 5.8 – Rotação do braço mecânico ($T = 10$ s).	52
Figura 5.9 – Velocidade angular do braço mecânico ($T = 8$ s).	52
Figura 5.10 – Velocidade angular do braço mecânico ($T = 10$ s).	53
Figura 5.11 – Comportamento do dispositivo, no instante $t = 110$ s, para $T = 8$ s.	53
Figura 5.12 – Comportamento do dispositivo, no instante $t = 110$ s, para $T = 10$ s.	54
Figura 5.13 – Variação do RAO em função do período de onda.	55
Figura 5.14 – Variação do RAO em função da massa do flutuador	55
Figura 5.15 – Influência da pressão do sistema PTO na rotação do braço mecânico.	56
Figura 5.16 – Influência da pressão do sistema PTO na velocidade angular do braço mecânico.	57
Figura 5.17 – Influência da pressão do sistema PTO no RAO.	57
Figura 5.18 – Influência da pressão do sistema PTO na potência extraída.	58
Figura 5.19 – Influência da pressão do sistema PTO no CWR.	59
Figura 5.20 – Elevação da superfície livre.	60
Figura 5.21 – Rotação do braço mecânico.	60
Figura 5.22 – Velocidade angular do braço mecânico.	61
Figura 5.23 – Espectro de energia da elevação da superfície livre: a) $p_c = 0$ MPa e b) $p_c = 0,5$ MPa. .	61
Figura 5.24 – Espectro de energia da rotação: a) $p_c = 0$ MPa e b) $p_c = 0,5$ MPa.	62
Figura 5.25 – Espectro de energia da variação da velocidade angular: a) $p_c = 0$ MPa e b) $p_c = 0,5$ MPa.	62
Figura 5.26 – Espectro de energia do RAO: a) $p_c = 0$ MPa e b) $p_c = 0,5$ MPa.	63

Figura 5.27 – Potência extraída pelo dispositivo para uma agitação irregular: $H_s = 1,5$ m, $T_p = 10$ s e $p_c = 0,5$ MPa	64
---	----

Índice de Tabelas

Tabela 1.1 – Emissões de CO ₂ de diversas fontes. Adaptado de Andrews e Jelley (2007).	2
Tabela 2.1 – Teoria Linear - Principais relações e domínios de validade. Adaptado de US Army Corps Of Engineers (2002).	8
Tabela 3.1 – Parâmetros utilizados nas simulações numéricas.	36
Tabela 5.1 – Parâmetros de agitação regular.	50
Tabela 5.2 – Potência média extraída do dispositivo.	58
Tabela 5.3 – Parâmetros de agitação irregular utilizados no estudo da dinâmica do dispositivo (Espectro JONSWAP).	60
Tabela 5.4 - Potência média extraída e CWR do dispositivo.....	64

Abreviaturas e Acrónimos

2D	Bidimensional
3D	Tridimensional
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CFL	Courant-Friedrich-Levy
CPU	<i>Central Processing Unit</i>
CWR	<i>Capture Width Ratio</i>
DBC	<i>Dynamic Boundary Condition</i>
FCT	Faculdade de Ciências e Tecnologia
GPU	<i>Graphics Processing Unit</i>
JONSWAP	<i>Joint North Sea Wave Project</i>
PTO	<i>Power Take-Off</i>
RAO	<i>Response Amplitude Operator</i>
SPH	<i>Smoothed Particle Hydrodynamics</i>
WCSPH	<i>Weakly Compressible Smoothed Particle Hydrodynamics</i>
WEC	<i>Wave Energy Converter</i>
XML	<i>Extensible Markup Language</i>

Simbologia

Símbolo	Descrição	Unidades SI
a	Amplitude de onda	m
A_p	Área do pistão	m ²
α	Coefficiente de viscosidade artificial	(-)
b	Distância entre o pistão e o ponto de rotação	m
C	Celeridade da onda	m s ⁻¹
C_{PTO}	Coefficiente de amortecimento do PTO	N m s
c	Velocidade do som	m s ⁻¹
cg	Velocidade do grupo de ondas	m s ⁻¹
d_p	Distância entre partículas	m
E	Energia	J
η	Elevação da superfície livre	m
F_e	Força de excitação da onda incidente	N
F_f	Força aplicada no flutuador	N
F_p	Força do PTO	N
\vec{f}	Vetor da força da partícula	N
f	Frequência de onda	Hz
f_p	Frequência de pico de onda	Hz
g	Aceleração gravitacional	m s ⁻²

γ	Fator de aprimoramento de pico	(-)
H	Altura de onda	m
H_s	Altura significativa de onda	m
h	Profundidade	m
h_s	Dimensão de suporte	m
I	Momento de inércia	kg m ²
J	Potência disponível por unidade de superfície de onda	W m ⁻¹
K_{PTO}	Coefficiente de rigidez	N m
K	Função de <i>kernel</i>	(-)
k	Número de onda	m ⁻¹
L	Matriz Jacobiana	(-)
λ	Comprimento de onda	m
M_i	Matriz de inércia	(-)
M, m	Massa	kg
m_f	Massa do flutuador	kg
μ	Coefficiente de atrito	(-)
$\vec{\Omega}$	Vetor de velocidade angular do corpo rígido	rad s ⁻¹
ω	Frequência angular	rad s ⁻¹
P	Potência	W
p	Pressão	Pa
p_c	Pressão na câmara hiperbárica	Pa
ϕ	Potencial de velocidade	m ² s ⁻¹
\emptyset_P	Diâmetro do pistão	m
\vec{r}	Vetor de posição	m
ρ	Massa volúmica	kg m ⁻³
T	Período de onda	s

T_p	Período de pico	s
T_{PTO}	Momento aplicado ao PTO	N m
t	Tempo	s
\vec{t}	Binário em relação ao centro de massa	N m
θ	Rotação	rad
$\dot{\theta}$	Velocidade angular	rad s ⁻¹
U_w	Velocidade do vento	m s ⁻¹
\vec{v}	Vetor de velocidade da partícula	m s ⁻¹
v_f	Velocidade do flutuador	m s ⁻¹
W	Largura de captura do dispositivo	m

1. Introdução

Neste capítulo introdutório apresenta-se uma breve contextualização do panorama energético atual, expõem-se os objetivos a alcançar e a metodologia a utilizar, por fim refere-se a estrutura da presente dissertação.

1.1 Enquadramento do trabalho

A quantidade de energia consumida per capita está altamente correlacionada com a qualidade de vida. À medida que o nível de desenvolvimento da sociedade vai aumentando o nível de industrialização aumenta também, o que leva a uma maior demanda de energia.

Atualmente a maioria da energia produzida tem origem em combustíveis fósseis, sendo que os processos de conversão de energia geram uma grande quantidade de gases poluentes. Com o expetável aumento da demanda energética prevê-se que no futuro o nível de dióxido de carbono seja elevado ao ponto de colocar em risco a vida no planeta, devido a alterações climáticas nefastas (Andrews e Jelley, 2007).

De acordo com o estudo apresentado por Uihlein (2016), as emissões de dióxido de carbono por kWh variam, entre diversos dispositivos conversores de energia das ondas utilizados (WECs), de 0,015 a 0,126 kgCO₂/kWh.

Na Tabela 1.1, apresentam-se as emissões de dióxido de carbono por kWh de energia produzido, pelas diferentes fontes, sendo notória a diferença de emissões entre combustíveis fósseis e energia renovável.

Tabela 1.1 – Emissões de CO₂ de diversas fontes. Adaptado de Andrews e Jelley (2007).

Fonte	Emissão de Dióxido de Carbono (kg por kWh)
Madeira	1,5
Carvão	0,8 - 1,05
Gás Natural (Ciclo Combinado)	0,43
Nuclear	0,006
Fotovoltaica	0,06 - 0,15
Ondas	0,015 - 0,126
Hidroelétrica	0,004
Eólica	0,003 - 0,022

Neste contexto, é necessário proceder a uma mudança no atual paradigma energético, priorizando a utilização de fontes renováveis e com uma menor emissão de gases de efeito de estufa. De entre as diversas fontes, a energia das ondas, apresenta um enorme potencial.

Estima-se que a potência global do recurso disponível nas ondas é de cerca de 2 TW. A Figura 1.1 apresenta a distribuição mundial do potencial das ondas em kW por metro de frente de onda, estes valores representam o fluxo médio anual de energia correspondente a cada metro de frente de onda. Na Europa está disponível cerca de 16% da potência mundial, aproximadamente 320 GW, em Portugal este recurso toma valores de 15 GW para o continente e de 6 GW para as Regiões Autónomas (Cruz e Sarmiento, 2004).

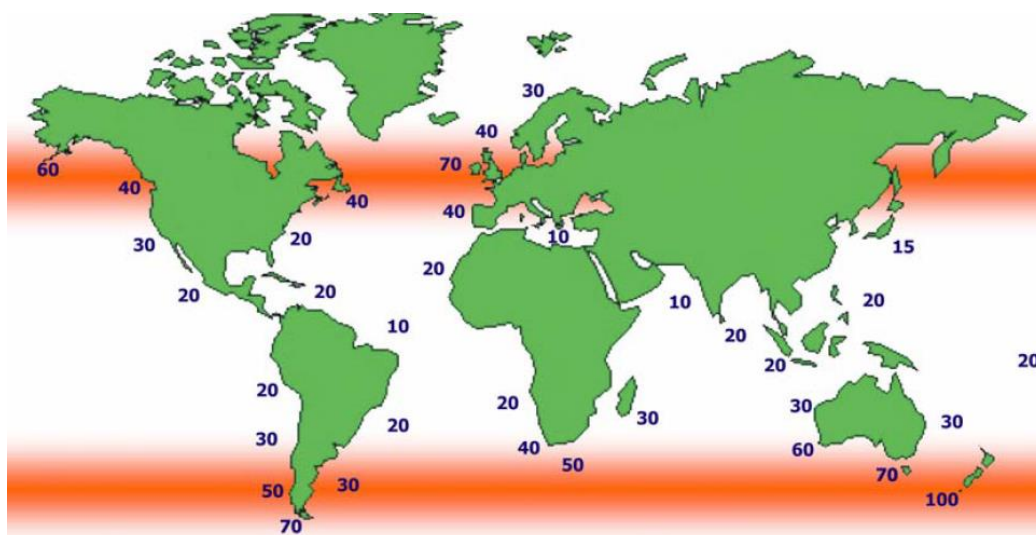


Figura 1.1 – Distribuição mundial do potencial das ondas em kW/m de frente de onda. Adaptado de C.R.E.S. (2006).

Analisando a Figura 1.1, conclui-se que Portugal se encontra numa posição privilegiada, algo bastante vantajoso não só a nível ambiental como a nível económico, uma vez que, com o desenvolvimento de WECs, é possível reduzir cada vez mais as importações de combustíveis fósseis para a produção de eletricidade.

Na sua grande maioria, os WECs encontram-se demasiado afastados da costa, isto implica que a transmissão de energia elétrica para a rede corresponda a um processo complexo e com custos elevados. Em relação a outros tipos de dispositivos costeiros, o conversor hiperbárico de energia das ondas, tem grande parte da sua estrutura em terra, o que vem oferecer uma maior segurança e durabilidade. No entanto, até à data, não existem muitos estudos numéricos documentados sobre este dispositivo, esta dissertação pretende responder a esta lacuna.

1.2 Objetivos

O objetivo principal consiste em estudar a dinâmica do conversor hiperbárico de energia das ondas. O facto da interação onda-flutuador e das características do sistema de extração de energia (PTO) serem fortemente não-lineares, faz com que a dinâmica deste dispositivo seja de elevada complexidade.

Numa fase inicial pretende-se testar e validar o código numérico, DualSPHysics, quanto à geração/propagação de ondas e às interações onda-flutuador.

Seguidamente pretende-se analisar a resposta do dispositivo, investigando-se a influência dos parâmetros de agitação, da massa do flutuador e das características dissipativas do PTO, sob agitação regular e irregular.

1.3 Metodologia

A metodologia adotada divide-se em quatro fases. Na primeira fase faz-se uma revisão bibliográfica das teorias de propagação de ondas, dos diversos tipos de WECs e sistemas PTO existentes, e do princípio de funcionamento do conversor hiperbárico.

Na segunda fase escolhe-se o modelo numérico a utilizar e são caracterizadas as equações que o definem. Optou-se pelo método SPH, em oposição a métodos com malha, uma vez que permite analisar com rigor a interação das partículas de fluido e de material sólido, nomeadamente a interação entre as ondas e o flutuador. Seguidamente escolhe-se o código numérico, o *software open-source* DualSPHysics, que devido à sua complexidade obrigou a um rigoroso processo de aprendizagem, ainda que, na ótica de utilizador.

Escolhido o código numérico, efetuam-se testes e validações utilizando trabalhos publicados por outros autores com o objetivo de entender se o código escolhido é apropriado para o estudo do conversor hiperbárico de energia de ondas.

Na última fase realizam-se simulações numéricas para entender a dinâmica do dispositivo. A realização destas simulações permite a análise crítica dos resultados e consequentes conclusões.

1.4 Estrutura da dissertação

Esta dissertação encontra-se dividida em seis capítulos. No presente capítulo, Introdução, explicita-se o enquadramento do trabalho, os objetivos, a metodologia adotada e a estrutura da dissertação.

No capítulo 2, Revisão Bibliográfica, apresentam-se diversas teorias de ondas, contextualiza-se a utilização de outros dispositivos de energia das ondas e faz-se uma análise aos diferentes tipos de PTO. Por fim, descreve-se o princípio de funcionamento do conversor hiperbárico.

No capítulo 3, Modelo numérico, introduzem-se o método SPH, o código DualSPHysics e o Project Chrono.

No capítulo 4, Validação e verificação do modelo numérico, realizam-se testes e validações dos parâmetros numéricos e das condições de fronteira. Efetua-se uma validação da interação onda-corpo flutuante livre e da interação onda-dispositivo, com uma restrição no seu movimento.

No capítulo 5, Estudo numérico do conversor hiperbárico, aplica-se o modelo numérico testado anteriormente. Apresentam-se os resultados das simulações numéricas do conversor hiperbárico e faz-se uma análise dos mesmos.

No capítulo 6, Conclusões, faz-se uma análise global de todo o trabalho elaborado, são extraídas as principais conclusões e propostos desenvolvimentos e direções a seguir em trabalhos futuros.

2. Revisão Bibliográfica

Este capítulo é dedicado à pesquisa bibliográfica, que incidiu nos temas abordados ao longo desta dissertação. Inicialmente expõem-se as diversas teorias de ondas e os parâmetros que as definem. Seguidamente apresentam-se os diferentes tipos de WECs existentes, assim como os sistemas PTO e os seus respectivos princípios de funcionamento. Por último, descreve-se o funcionamento do conversor hiperbárico e as equações que regem a sua dinâmica.

2.1 Teorias de onda

Existem diversos modelos analíticos que permitem prever a geração e propagação de ondas. No entanto, cada teoria apenas é apropriada para descrever a onda caso se verifiquem as suas hipóteses simplificativas. Com base nisso, as teorias de ondas podem ser caracterizadas quanto à linearidade, linear e não-linear, ou quanto à forma, regular e irregular.

O domínio de validade das teorias de ondas regulares é determinado pela altura de onda, H , período de onda, T , e profundidade, h , como representado na Figura 2.1. No entanto, a pesquisa bibliográfica para esta dissertação incidiu na teoria linear das ondas e na teoria de 2ª ordem de Stokes.

O estudo de ondas irregulares consiste em duas abordagens: análise espectral e análise onda por onda. Nesta dissertação adota-se a primeira opção que, contrariamente à análise onda por onda, permite conhecer a distribuição de energia em frequência.

Assim sendo, para uma melhor compreensão, descrevem-se as diferentes teorias de ondas utilizadas no decorrer das simulações numéricas, assim como os seus respectivos parâmetros.

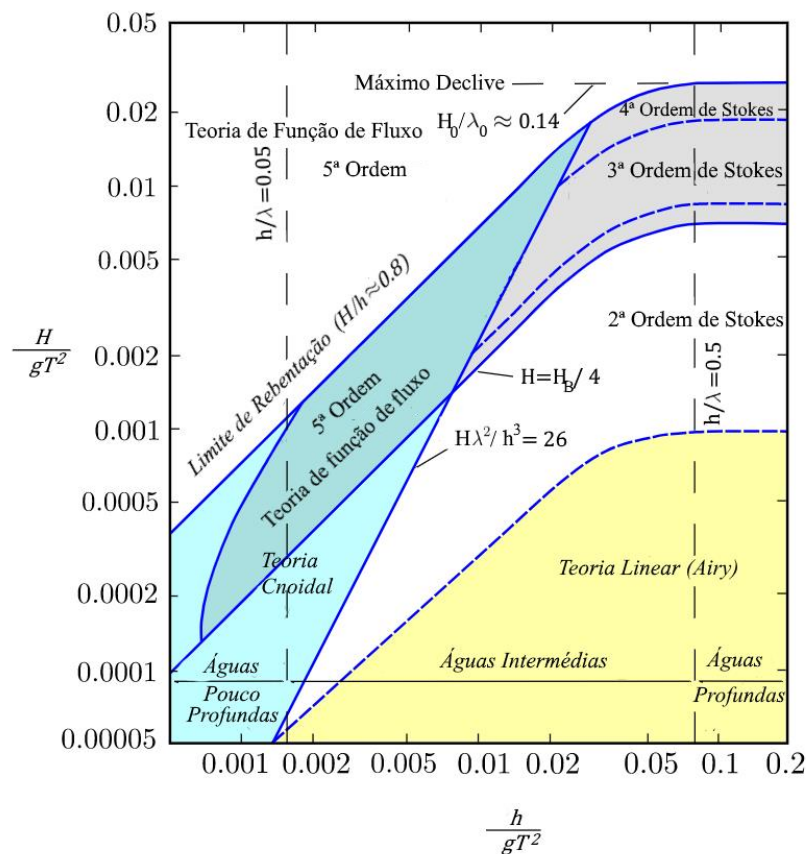


Figura 2.1 – Domínio de validade das teorias de ondas regulares. Adaptado de Le Méhauté (1976).

2.1.1 Teoria linear das ondas

A teoria de ondas de pequena amplitude ou teoria linear das ondas é obtida linearizando as equações fundamentais da dinâmica de fluidos. Esta teoria, desenvolvida por Airy (1845), é de fácil aplicação e dá uma aproximação aceitável para situações de profundidade infinita ou intermédia.

As hipóteses simplificativas efetuadas no desenvolvimento da teoria linear consistem em assumir que: o fluido é homogêneo, incompressível e invíscido, o escoamento é irrotacional, a tensão superficial é desprezável e o efeito de Coriolis, devido à rotação da terra, pode ser ignorado. A pressão na superfície livre é uniforme e constante, o fundo é horizontal e impermeável, a amplitude de onda, é pequena, relativamente à profundidade, e o perfil de superfície de onda é tido como sinusoidal.

Uma onda periódica que se propaga horizontalmente sobre um fundo plano, é definida pela sua altura de onda, H , pelo seu período, T , e pelo seu comprimento de onda, λ . A crista é considerada como sendo o ponto mais alto atingido pela superfície livre, em comparação com o nível médio da água, enquanto

que a cava é considerada o exato oposto. A amplitude, a , representa a distância entre o nível médio da água e a crista ou cava. A profundidade, h , é dada pela distância entre o fundo e o nível médio da água. A elevação de superfície livre representa, num dado instante, a distância entre o nível médio da água e a superfície livre, $\eta(x, t)$ (Figura 2.2).

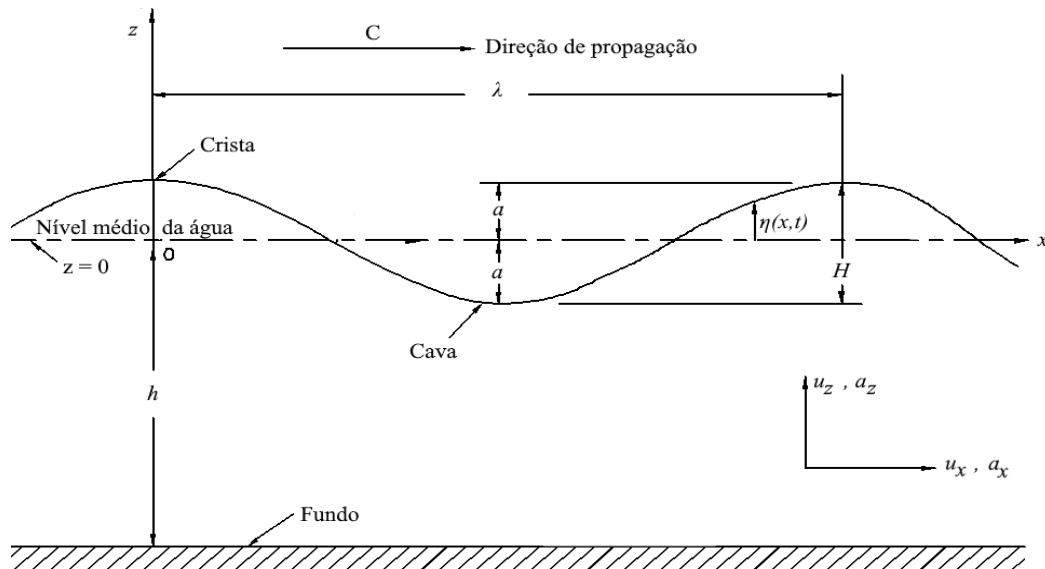


Figura 2.2 – Parâmetros caraterísticos de uma onda linear regular. Adaptado de US Army Corps Of Engineers (2002).

Outros parâmetros utilizados para definir uma onda são: a frequência angular, $\omega=2\pi/T$, o número de onda, $k=2\pi/\lambda$, e a celeridade, C , que representa a velocidade da crista ou cava ao longo do plano horizontal. A propagação de onda pode também ser expressa por números adimensionais, tais como: a inclinação de onda, H/λ , a profundidade relativa, h/λ , e a altura de onda relativa, H/h .

Na Tabela 2.1 representa-se um resumo das principais relações e domínios de validade da teoria linear.

Tabela 2.1 – Teoria Linear - Principais relações e domínios de validade. Adaptado de US Army Corps Of Engineers (2002).

Profundidade relativa	Águas pouco profundas $\frac{h}{\lambda} < \frac{1}{20}$	Águas intermédias $\frac{1}{20} < \frac{h}{\lambda} < \frac{1}{2}$	Águas profundas $\frac{h}{\lambda} > \frac{1}{2}$
1. Elevação da superfície livre	Igual a >	$\eta(x, t) = \frac{H}{2} \cos \left[\frac{2\pi x}{\lambda} - \frac{2\pi t}{T} \right]$	< Igual a
2. Celeridade	$C = \frac{\lambda}{T} = \sqrt{gh}$	$C = \frac{\lambda}{T} = \frac{gT}{2\pi} \tanh \left(\frac{2\pi h}{\lambda} \right)$	$C = C_0 = \frac{\lambda}{T} = \frac{gT}{2\pi}$
3. Comprimento de onda	$\lambda = T\sqrt{gh} = CT$	$\lambda = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh \left(\frac{2\pi h}{\lambda} \right)$	$\lambda = \lambda_0 = \frac{gT^2}{2\pi} = C_0 T$
4. Velocidade do grupo de ondas	$cg = C = \sqrt{gh}$	$cg = nC = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{4\pi h/\lambda}{\sinh(4\pi h/\lambda)} \right] C$	$cg = \frac{1}{2} C = \frac{gT}{4\pi}$
5. Velocidade de partículas de água a) Horizontal b) Vertical	$u_x = \frac{H}{2} \frac{\sqrt{g}}{\sqrt{h}} \cos \theta$ $u_z = \frac{H\pi}{T} \left(1 + \frac{z}{h} \right) \sin \theta$	$u_x = \frac{H}{2} \frac{gT}{\lambda} \frac{\cosh[2\pi(z+h)/\lambda]}{\cosh(2\pi h/\lambda)} \cos \theta$ $u_z = \frac{H}{2} \frac{gT}{\lambda} \frac{\sinh[2\pi(z+h)/\lambda]}{\cosh(2\pi h/\lambda)} \sin \theta$	$u_x = \frac{\pi H}{T} e^{\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right)} \cos \theta$ $u_z = \frac{\pi H}{T} e^{\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right)} \sin \theta$
6. Aceleração de partículas de água a) Horizontal b) Vertical	$a_x = \frac{H\pi}{T} \frac{\sqrt{g}}{\sqrt{h}} \sin \theta$ $a_z = -2H \left(\frac{\pi}{T} \right)^2 \left(1 + \frac{z}{h} \right) \cos \theta$	$a_x = \frac{g\pi H}{\lambda} \frac{\cosh[2\pi(z+h)/\lambda]}{\cosh(2\pi h/\lambda)} \sin \theta$ $a_z = -\frac{g\pi H}{\lambda} \frac{\sinh[2\pi(z+h)/\lambda]}{\cosh(2\pi h/\lambda)} \cos \theta$	$a_x = 2H \left(\frac{\pi}{T} \right)^2 e^{\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right)} \sin \theta$ $a_z = -2H \left(\frac{\pi}{T} \right)^2 e^{\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right)} \cos \theta$
7. Vorticidade de partículas de água a) Horizontal b) Vertical	$\xi = -\frac{HT}{4\pi} \frac{\sqrt{g}}{\sqrt{h}} \sin \theta$ $\zeta = \frac{H}{2} \left(1 + \frac{z}{h} \right) \cos \theta$	$\xi = -\frac{H}{2} \frac{\cosh[2\pi(z+h)/\lambda]}{\sinh(2\pi h/\lambda)} \sin \theta$ $\zeta = \frac{H}{2} \frac{\sinh[2\pi(z+h)/\lambda]}{\sinh(2\pi h/\lambda)} \cos \theta$	$\xi = -\frac{H}{2} e^{\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right)} \sin \theta$ $\zeta = \frac{H}{2} e^{\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right)} \cos \theta$
8. Pressão subsuperficial	$p = \rho g(\eta - z)$	$p = \rho g \eta \frac{\cosh[2\pi(z+h)/\lambda]}{\cosh(2\pi h/\lambda)} - \rho g z$	$p = \rho g \eta e^{\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right)} - \rho g z$

De acordo com a teoria linear das ondas, se a energia potencial for determinada em função do nível médio da água e todas as ondas se propagarem na mesma direção por largura de uma unidade da crista é dada por:

$$E = E_k + E_p = \frac{1}{16} \rho g H^2 \lambda + \frac{1}{16} \rho g H^2 \lambda = \frac{1}{8} \rho g H^2 \lambda \quad (2.1)$$

Assim sendo, a potência disponível por unidade de superfície de onda, obtém-se através de:

$$J = \frac{E}{\lambda} = \frac{1}{8} \rho g H^2 c_g \quad (2.2)$$

2.1.2 Teoria de 2ª ordem de Stokes

De acordo com Dean e Dalrymple (1984), a teoria de Stokes foi desenvolvida, em 1847, com o objetivo de modelar ondas não-lineares. Stokes assumiu que todas as variações na direção x podiam ser representadas por séries de Fourier e que os coeficientes dessas séries poderiam ser escritos como ordens de perturbação de acordo com um parâmetro que aumenta com o incremento da altura da onda, quer isto dizer que as propriedades de uma onda podem ser representadas por uma série de perturbações. À semelhança da teoria linear das ondas, o fluido é tido como sendo incompressível, invíscido e o escoamento irrotacional (Lautrup, 2011).

De acordo com esta teoria, as expressões que permitem calcular o potencial de velocidades, ϕ , e a elevação de superfície livre, η , são respetivamente:

$$\phi(x, z, t) = -\frac{Hg}{2\omega} \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} \sin(kx - \omega t) - \frac{3}{32} H^2 \omega \frac{\cosh[2k(h+z)]}{\sinh^4(kh)} \sin[2(kx - \omega t)] \quad (2.3)$$

$$\eta(x, t) = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) + \frac{H^2 k}{16} \frac{\cosh(kh)}{\sinh^3(kh)} (2 + \cos 2kh) \cos[2(kx - \omega t)] \quad (2.4)$$

Os componentes da velocidade horizontal e vertical das partículas são calculados a partir das derivadas parciais da equação do potencial de velocidade:

$$u_x = -\frac{\partial \phi(x, z, t)}{\partial x} = \frac{H}{2} \frac{gk}{\omega} \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh kh} \cos(kx - \omega t) + \frac{3}{16} \frac{H^2 \omega k \cosh[2k(h+z)]}{\sinh^4(kh)} \cos[2(kx - \omega t)] \quad (2.5)$$

$$u_z = -\frac{\partial \phi(x, z, t)}{\partial z} = \frac{H}{2} \frac{gk}{\omega} \frac{\sinh[k(h+z)]}{\cosh kh} \sin(kx - \omega t) + \frac{3}{16} \frac{H^2 \omega k \sinh[2k(h+z)]}{\sinh^4(kh)} \sin[2(kx - \omega t)] \quad (2.6)$$

2.1.3 Teoria de ondas irregulares

A superfície do mar é composta por ondas de diversas alturas e períodos, propagando-se em direções variadas, este estado é representado adequadamente pela teoria das ondas irregulares. Devido à variação das características das ondas, é necessário considerar uma variabilidade estatística para os principais parâmetros que as definem (Hudspeth, 2006).

Um estado de mar irregular caracteriza-se através: da altura significativa de onda, H_s , definida como sendo a média da terça parte das ondas registadas com maior altura, do período de pico, T_p , definido como sendo o período associado à maior energia de onda, e da direção média de propagação das ondas.

Outros parâmetros que ajudam a definir um estado de agitação irregular são: a altura máxima, H_{max} , valor máximo registado; a altura média, H_m , média de alturas individuais registadas; a média da décima parte das ondas registadas com maior altura, $H_{1/10}$; o tempo de registo, t_r ; o valor de período médio, T_z , durante o tempo de registo; o período de crista, T_c , período médio registado entre das cristas de ondas vizinhas durante o tempo de registo; o tempo de crista, t_{crista} , valor medido durante o tempo em que a onda permaneceu acima do nível médio do mar; o tempo de cava, t_{cava} , valor medido durante o tempo em que a onda permaneceu abaixo do nível médio do mar; e o tempo entre zeros ascendentes ou zeros descendentes, t_d , tempo de um comprimento de onda.

Na Figura 2.3 exemplifica-se a elevação da superfície livre correspondente a um estado de agitação marítima irregular.

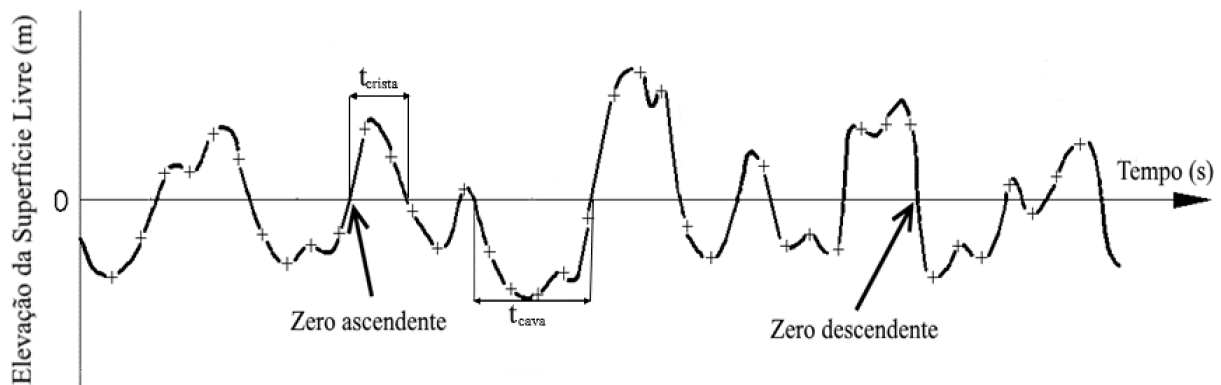


Figura 2.3 – Estado de agitação marítima irregular. Adaptado de US Army Corps Of Engineers (2002).

2.1.3.1 Análise espectral

O espectro de densidade da energia, $E(f)$, estima-se utilizando a elevação da superfície livre, $\eta(t)$, definida na Equação (2.7) como uma soma infinita de sinusoidais de amplitude, A_n , frequência, ω_n e fase relativa, ϵ_n representado num intervalo de tempo $a \leq t \leq b$. Logo, $\eta(t)$, é desenvolvida em série de Fourier:

$$\eta(t) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(\omega_n t - \epsilon_n) = a_0 \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos(n\omega t) + b_n \sin(n\omega t) \quad (2.7)$$

Onde a_0 representa o valor médio da série e os coeficientes a_n e b_n são determinados da seguinte forma:

$$a_n = \frac{2}{b-a} \int_a^b \eta(t) \cos\left(\frac{2\pi n t}{b-a}\right) dt \quad (2.8)$$

$$b_n = \frac{1}{b-a} \int_a^b \eta(t) \sin\left(\frac{2\pi n t}{b-a}\right) dt \quad (2.9)$$

Para $n = 1, 2, 3, \dots$ a frequência angular para cada harmónica é $\omega_n = \frac{2\pi n}{b-a}$ sendo a frequência fundamental $\omega = \frac{2\pi}{b-a}$.

Com o objetivo de escrever uma série apenas em coseno os valores de A_n e de ϵ_n tomam os seguintes valores:

$$A_n^2 = \frac{1}{2} \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \quad (2.10)$$

$$\epsilon_n = \tan^{-1}\left(\frac{b_n}{a_n}\right) \quad (2.11)$$

Assim, o espectro de energia de $\eta(t)$, correspondente à transformada de Fourier da função da autocorrelação, obtém-se através de:

$$E(f) = \frac{1}{t_r} \left[\sum_{n=0}^N \eta(n\Delta t) e^{2\pi i f (n\Delta t)} \Delta t \right]^2 \quad (2.12)$$

A que corresponde a variância:

$$\sigma^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} a^2 \sin^2(2\pi f t) d(2\pi f t) = \frac{a^2}{2} \quad (2.13)$$

2.1.3.2 Momentos espectrais

A partir do espectro de energia, Figura 2.4, determinam-se alguns parâmetros que permitem caraterizar um estado do mar.

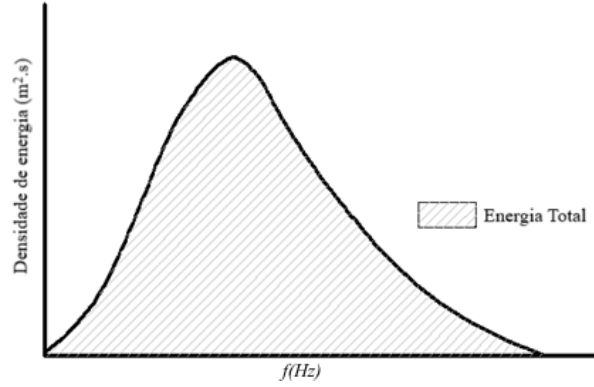


Figura 2.4 – Espectro de energia de onda. Adaptado de US Army Corps Of Engineers (2002).

Os momentos de um espectro são definidos como:

$$m_i = \int_0^{\infty} f^i E(f) df \quad \{i = 0, 1, 2, \dots\} \quad (2.14)$$

Ao se igualar na Equação 2.14, $i = 0$, obtém-se através da análise gráfica, o momento espectral zero, m_0 , que representa a área sob a curva do espectro de energia:

$$m_0 = \int_0^{\infty} E(f) df = \sigma^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n^2}{2} \quad (2.15)$$

Assim sendo, obtém-se os seguintes parâmetros baseados nos momentos de um espectro:

$$H_s = 4.0\sqrt{m_0} \quad (2.16)$$

$$H_{1/10} = 5.1\sqrt{m_0} \quad (2.17)$$

$$T_z = \sqrt{\frac{m_0}{m_2}} \quad (2.18)$$

$$T_c = \sqrt{\frac{m_2}{m_4}} \quad (2.19)$$

$$\sigma_0 = \sqrt{m_0} \quad (2.20)$$

A frequência para o qual a densidade de energia é máxima define-se por frequência de pico, f_p , logo o período de pico obtém-se através de:

$$T_p = \frac{1}{f_p} = \frac{2\pi}{\omega} \quad (2.21)$$

Existem dois parâmetros que são frequentemente utilizados para a distribuição estocástica de um estado do mar. A largura espectral, ν , e a largura de banda espectral, ε . Estes parâmetros variam de 0 a 1 e estimam-se através dos momentos espectrais por:

$$\nu = \sqrt{\frac{m_0 m_2}{m_1^2} - 1} \quad (2.22)$$

$$\varepsilon = \sqrt{1 - \frac{m_2^2}{m_0 m_4}} \quad (2.23)$$

Para os espectros empíricos mais utilizados, o de Pierson-Moskowitz (PM) e o de JONSWAP, $\nu = 0.425$ e 0.389, respetivamente, com $\varepsilon = 1$.

Na Figura 2.5 apresenta-se a diferença entre estes dois espectros, E JONSWAP e E PM, onde γ representa o fator de aprimoramento de pico e toma valores entre 1 e 7.

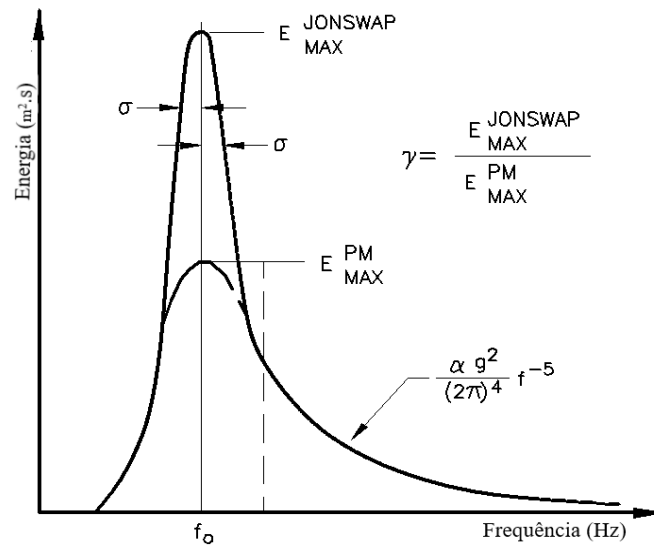


Figura 2.5 – Comparação entre os espectros de PM e de JONSWAP. Adaptado de US Army Corps of Engineers (2002).

O espectro de Pierson-Moskovitz (PM) descreve um estado de mar completamente desenvolvido definido por apenas um parâmetro, a velocidade do vento, U_w . Esta idealização justifica-se quando o vento “sopra” sobre uma grande área, a uma velocidade constante, sem uma mudança substancial na sua direção durante bastante tempo (Pierson e Moskowitz, 1964).

O espectro JONSWAP é o que mais se ajusta à costa portuguesa, por esta razão será utilizado nesta dissertação. É bastante parecido com o espectro de PM, no entanto em vez de assumir uma velocidade do vento constante com ondas em equilíbrio, assume que as ondas continuam a crescer ao longo do tempo ou da distância, sendo que o estado do mar nunca fica completamente desenvolvido (Hasselmann *et al.*, 1973).

A distribuição espectral JONSWAP é definida por:

$$E(f) = \frac{\alpha_p g^2}{(2\pi)^4 f^5} e^{\left[-1.25 \left(\frac{f}{f_p} \right)^4 \right]} \gamma^r \quad (2.24)$$

onde:

$$r = e^{\left[\frac{(f-f_p)^2}{2\sigma^2 f_p^2} \right]} \quad (2.25)$$

A constante de Philips, α_p , toma o valor de $8,11 * 10^{-3}$.

Para um estado de mar irregular a potência de onda disponível por unidade de superfície obtém-se através de (Ruiz *et al.*, 2014):

$$J = \left(\frac{\rho g^2}{64\pi} \right) 0,9 * T_p H_s^2 \quad (2.26)$$

2.2 Dispositivos de conversão de energia das ondas

Atualmente existem diversos dispositivos de conversão de energia das ondas (WECs), nesta subsecção será feita uma breve revisão sobre os tipos de WECs existentes. No geral, as maiores dificuldades em termos de sobrevivência encontradas por estes dispositivos prendem-se com o resistir a tempestades. A nível económico os entraves são o custo inicial de construção, a sua manutenção/reparação e o custo de conexão à rede elétrica (Andrews e Jelley, 2007).

Existem diversos critérios de classificação dos WECs: a sua distância à costa (*offshore* e *inshore*); a orientação dos dispositivos (atenuadores, absorvedores pontuais e terminadores) e o seu princípio de funcionamento (coluna de água oscilante, corpos flutuantes e galgamento). Optou-se por utilizar a classificação baseada no princípio de funcionamento do dispositivo, à semelhança da abordagem usada por Falcão (2010). As diferentes tecnologias de energia de ondas encontram-se representadas na Figura 2.6.

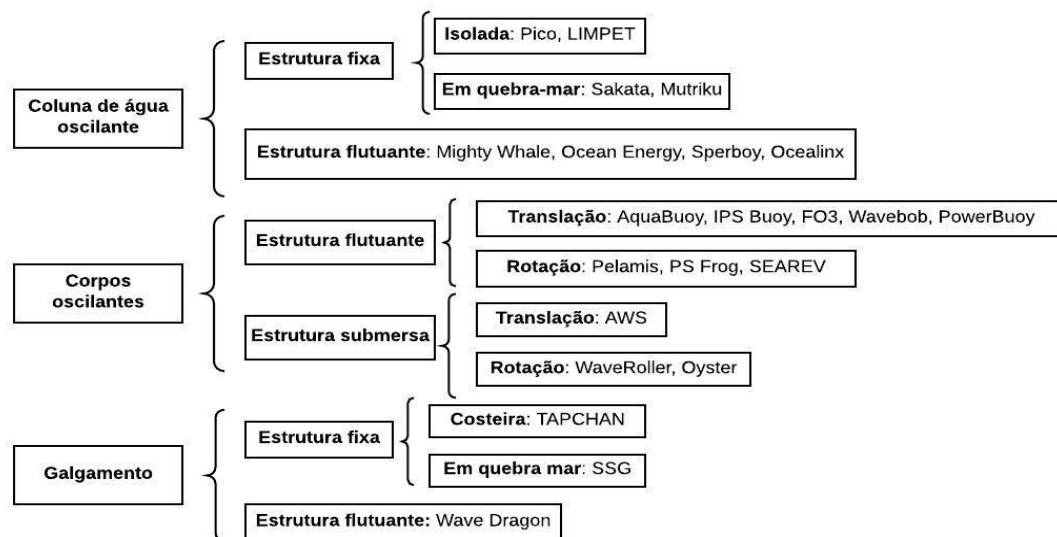


Figura 2.6 – Classificação de dispositivos de conversão de energia das ondas. Adaptado de Falcão (2010).

2.2.1 Coluna de água oscilante (CAO)

Este tipo de dispositivos é constituído por uma estrutura parcialmente submersa, com uma abertura para o mar inferior à superfície livre, como representado na Figura 2.7.

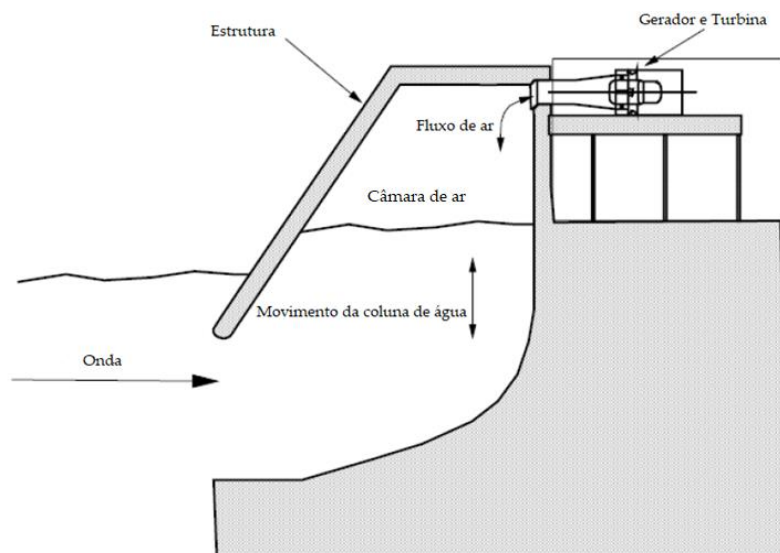


Figura 2.7 – Esquema de um dispositivo de CAO fixo. Adaptado de Khan e Bhuyan (2009).

O seu processo de funcionamento baseia-se na entrada de ondas na estrutura, que causam o aumento ou redução da pressão, fazendo com que o ar que se encontra dentro da câmara seja expelido para as pás de uma turbina. A turbina atua novamente quando a onda regressa ao mar com a passagem de ar, desta vez no sentido inverso, dado que a pressão na câmara de ar é inferior. De maneira a aproveitar o fluxo de ar movido em ambas as situações a turbina utilizada tem que ser bidirecional, mantendo o mesmo sentido de rotação independentemente do sentido do escoamento, por exemplo, uma turbina do tipo Wells (Cruz e Sarmento, 2004).

2.2.2 Corpos oscilantes

Os dispositivos, do tipo corpos oscilantes, podem ser flutuantes ou submersos, sendo os seus movimentos de translação ou de rotação.

Os sistemas com movimento de alavanca podem ter um único corpo flutuante, no qual o corpo se move relativamente a um ponto fixo de referência, com um movimento relativo entre a parte oscilatória e a parte fixa, que por norma impulsiona um sistema *power take-off* (PTO) ou uma turbina. Num sistema com vários corpos, a energia é produzida através do movimento entre os dois corpos acoplados que oscilam fora de sincronia. Existem alguns protótipos baseados neste conceito, nomeadamente, AquaBuoy, IPS Buoy e Wave Bob (Khan e Bhuyan, 2009).

Este tipo de sistema pode também estar totalmente submerso, com a parte inferior fixa ao fundo do mar e a parte superior a oscilar de acordo com a ação das ondas. O movimento da parte flutuante aciona um

gerador situado na parte inferior do dispositivo. Um exemplo deste conceito é o dispositivo Archimedes Wave Swing (AWS).

A otimização da geometria e inércia permite aumentar a energia disponibilizada por um corpo oscilante. No entanto, o maior desafio consiste em alterar estes parâmetros de uma forma expedita durante a operação, para que a gama de captura de energia ótima possa ser ajustada ao estado do mar (Aderinto e Li, 2018).

2.2.3 Galgamento

O galgamento pode ser utilizado na conversão de energia das ondas, desde que se capture num reservatório a água que se encontra a uma cota mais elevada que a superfície média, para que posteriormente a energia potencial possa ser convertida em energia útil através de uma turbina hidráulica.

Alguns exemplos desta tecnologia são o Tapchan, o Wave Dragon e o SeaWave Slot Cone Generator. Os dispositivos de galgamento podem ser utilizados em zonas costeiras, quando integrados em instalações de quebra-mar. No entanto, devido à dissipação de energia próxima da costa (causada pela rebentação e pelo atrito no fundo), por norma, a potência é maior em dispositivos afastados da costa, como o Wave Dragon.

2.3 *Power take-off* (PTO)

O mecanismo utilizado para converter a energia das ondas absorvida pelo dispositivo, em energia elétrica, denomina-se sistema *Power Take-Off* (PTO). Este sistema tem grande importância, sendo determinante na eficiência da conversão da energia, pode também contribuir para a massa, o tamanho e a hidrodinâmica dos WECs, quando integrado no sistema (Pecher *et al.*, 2017).

Existem diversos tipos de sistemas PTO, caracterizando-se em cinco categorias, como representado na Figura 2.8.

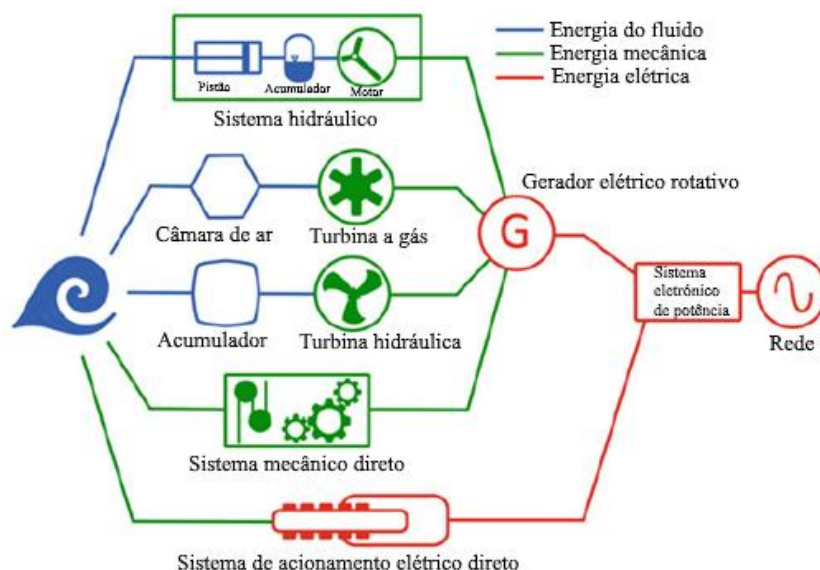


Figura 2.8 – Tipos de sistemas PTO. Adaptado de Pecher *et al.* (2017).

2.3.1 Sistema hidráulico

O mecanismo de conversão de energia é baseado no movimento de um corpo em resposta à interação com as ondas. No caso de absorvedores pontuais e atenuadores, as máquinas elétricas rotatórias não são diretamente compatíveis.

Nestes casos, um conversor hidráulico é, por norma, a solução mais apropriada para realizar a ligação entre o sistema e o gerador elétrico, uma vez que tem boa capacidade de absorver energia quando confrontado com forças elevadas a frequências baixas.

Durante o seu movimento, o corpo estará a fornecer energia ao motor hidráulico, que por sua vez transmite essa energia para um gerador elétrico.

2.3.2 Turbinas a gás

Este tipo de turbinas são utilizadas como meio de conversão de energia das ondas em energia mecânica, maioritariamente utilizadas em dispositivos de coluna de água oscilante. Têm como princípio de funcionamento a variação de pressão dentro da câmara de ar, como consequência da oscilação do nível da água e do escoamento induzido através do seu rotor correspondente.

As turbinas mais comuns são as turbinas Wells devido ao seu sentido de rotação ser independente da direção de escoamento do ar. Esta propriedade permite que seja possível funcionar com uma maior gama de caudais. No entanto, apesar do aproveitamento da bidirecionalidade do fluxo de ar, este tipo de turbinas apresenta um rendimento baixo (Brito-Melo *et al.*, 2002).

2.3.3 Turbinas hidráulicas

As turbinas hidráulicas são frequentemente utilizadas em dispositivos de galgamento. A turbina é posicionada entre o reservatório superior e o nível do mar. Quando a água retorna ao mar, a energia potencial é convertida em energia mecânica ao atravessar a turbina hidráulica e posteriormente em energia elétrica pelo alternador.

Por norma, utilizam-se turbinas Kaplan, que operam com valores de eficiência perto dos 90% e necessitam de pouca manutenção.

2.3.4 Sistema mecânico direto

O PTO baseado num sistema mecânico de atuação direta, consiste em transmitir energia mecânica diretamente do corpo sujeito à oscilação induzida pelas ondas, através de um sistema que aciona um gerador elétrico rotacional. Uma das vantagens deste tipo de sistema é que apenas uma conversão de energia é efetuada, resultando numa elevada eficácia. Por outro lado, este tipo de sistema está sujeito a um número bastante elevado de ciclos de tensão em comparação com outros sistemas PTO (Pecher *et al.*, 2017).

2.3.5 Sistema de acionamento elétrico direto

Este tipo de sistemas PTO refere-se a sistemas no qual a energia mecânica obtida pelo conversor primário está diretamente acoplada ao componente responsável pelo movimento do gerador elétrico linear. O desenvolvimento de ímanes permanentes e avanços no ramo da eletrónica tem aumentando a atratividade desta solução.

2.3.6 Modelos de sistemas de PTO

Existem duas formas de descrever os sistemas PTO: modelos lineares e modelos não-lineares ideais.

Os modelos lineares são definidos por uma relação linear entre o coeficiente de rigidez e o coeficiente de amortecimento. De acordo com Schmitt *et al.* (2016), o momento aplicado ao PTO é dado por:

$$T_{PTO} = -K_{PTO}\dot{\theta}(t) - C_{PTO}\theta(t) \quad (2.27)$$

onde K_{PTO} e C_{PTO} representam, respetivamente, o coeficiente de rigidez e o coeficiente de amortecimento do PTO.

Os modelos onde não existe linearidade entre a velocidade do dispositivo e o momento aplicado ao PTO são denominados modelos não-lineares, dentro deste tipo de modelos existem modelos reais e modelos

ideais. No modelo ideal não são consideradas perdas, logo o PTO funciona com 100% de eficiência. Os modelos reais não-lineares representam-se por:

$$T_{PTO} = -K_{PTO}\theta(t) - C_{PTO}\dot{\theta}^2(t) \quad (2.28)$$

A potência de um dispositivo de conversão de energia das ondas está correlacionada com o momento aplicado ao PTO, T_{PTO} :

$$P = \left| \dot{\theta} T_{PTO} \right| \quad (2.29)$$

2.4 Princípio de funcionamento do conversor hiperbárico

O conversor hiperbárico, que ainda se encontra em fase de protótipo, destaca-se por ter grande parte da sua estrutura fora de água, o que lhe confere uma maior estabilidade e capacidade de sobrevivência quando comparado com outros dispositivos *offshore*. Tendo em conta a sua distância à costa, a dificuldade no transporte de energia também é reduzida. Este WEC define-se como um corpo oscilante com uma estrutura flutuante, tendo um PTO baseado num sistema hidráulico.

Na Figura 2.9 apresenta-se o esquema completo do dispositivo conversor hiperbárico. Este sistema é composto por uma unidade de bombeamento, um acumulador hidropneumático, uma câmara hiperbárica e uma unidade de geração elétrica.

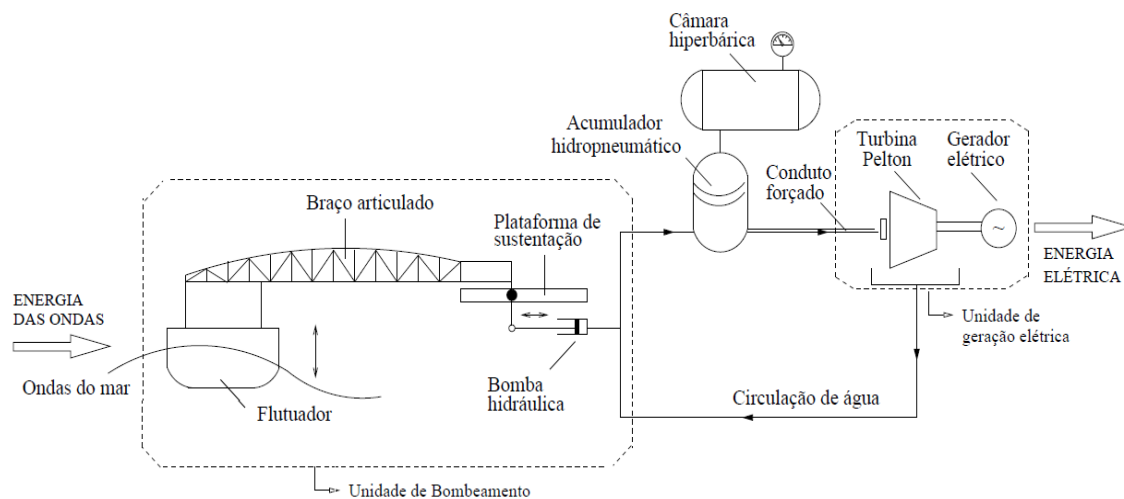


Figura 2.9 – Esquema do sistema de conversão de energia. Adaptado de Rosa *et al.* (2013).

O funcionamento deste sistema baseia-se em três unidades. A unidade de bombeamento que é acionada pelo movimento alternado do flutuador, causado pela ação das ondas. Este movimento alternado aciona

o pistão de uma bomba hidráulica, através de um braço mecânico, acoplada a um circuito fechado de água tratada (Estefen *et al.*, 2008).

Seguidamente a água é encaminhada para um acumulador hidropneumático, que tem como função armazenar o fluido sob pressão, conectado a uma câmara hiperbárica pressurizada. Este sistema funciona como estabilizador de pressão para a água que é bombeada de forma intermitente.

Por último, a água contida no acumulador é expelida sob alta pressão em forma de jato para ativar uma turbina Pelton. A rotação obtida na turbina é então transmitida a um gerador elétrico que transforma a energia mecânica em energia elétrica (Estefen *et al.*, 2007).

2.4.1 Dinâmica do corpo flutuante

No âmbito do estudo de um corpo flutuante é necessário estabelecer um sistema de coordenadas de referência. Assim, define-se o sistema de coordenadas cartesianas com origem no plano da superfície livre, nomeadamente no centro de massa do corpo flutuante, representado na Figura 2.10.

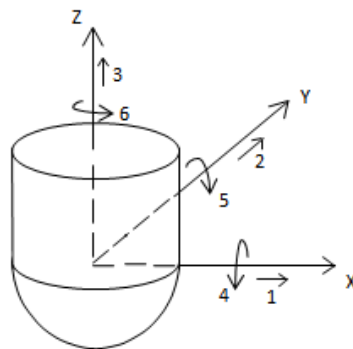


Figura 2.10 – Nomenclatura utilizada para definir os graus de liberdade. Adaptado de Silva (2014).

De acordo com a Figura 2.10, um corpo flutuante tem seis graus de liberdade, três de translação e três de rotação: 1 – Avanço/Recuo, representa o movimento horizontal ao longo do eixo dos xx ; 2 – Deriva, representa o movimento horizontal ao longo do eixo dos yy ; 3 – Arfagem, representa o movimento vertical ao longo do eixo dos zz ; 4 – Balanço, representa o movimento de rotação em torno do eixo dos xx ; 5 – Cabeceio, representa o movimento de rotação em torno do eixo dos yy ; 6 – Guinada, representa o movimento de rotação em torno do eixo dos zz . Devido à simetria deste corpo, tanto o balanço e o cabeceio, como a deriva e o avanço são análogos.

2.4.2 Equações de movimento

De acordo com Garcia-Rosa *et al.* (2010), o movimento de um flutuador semi-submerso gera ondas em uma ampla faixa de frequências, que são radiadas na superfície livre. O movimento vertical do flutuador é descrito pela seguinte equação:

$$m_f \frac{dv_f(t)}{dt} = F_f(t) \quad (2.30)$$

onde m_f é a massa do flutuador, $v_f(t)$ define a velocidade do flutuador e $F_f(t)$ é a força total aplicada no flutuador.

As forças que atuam no flutuador, F_f , são dadas por:

$$F_f(t) = F_e(t) + F_p(t) \quad (2.31)$$

onde $F_e(t)$ representa a força de excitação ligada à onda incidente e $F_p(t)$ representa a força do PTO.

A força aplicada pelo PTO no flutuador é dada por:

$$F_p(t) = A_p p_c(t) \quad (2.32)$$

com A_p a representar a área da secção transversal do pistão e $p_c(t)$ a pressão aplicada pela câmara hiperbárica no sistema PTO.

No conversor hiperbárico, o amortecimento mecânico está relacionado com o constrangimento imposto pelo atuador do pistão conectado ao braço mecânico, acoplado ao flutuador. O movimento do flutuador ativa o pistão que injeta água na câmara hiperbárica, exclusivamente no seu movimento descendente. Assim sendo, durante o movimento descendente, a pressão dentro da bomba fica aproximadamente igual à pressão na câmara p_c , no decorrer do movimento ascendente a pressão dentro da bomba pode ser considerada praticamente nula. Na Figura 2.11 representa-se o sistema PTO simplificado.

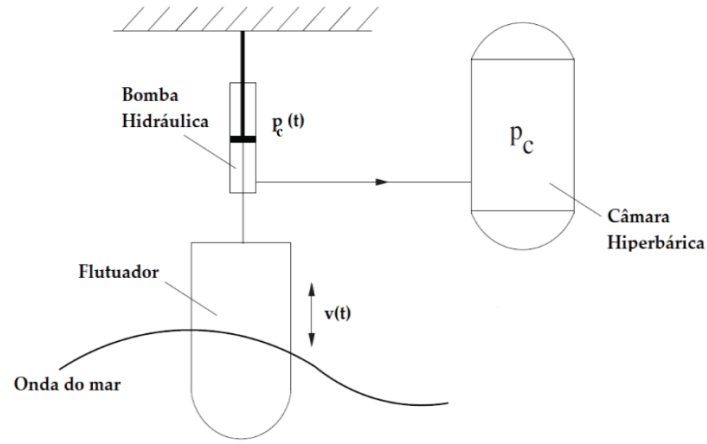


Figura 2.11 – Esquema simplificado do sistema PTO. Adaptado de Garcia-Rosa *et al.* (2009).

2.4.3 Potência extraída

A energia disponibilizada pela dinâmica do flutuador acoplado ao braço mecânico é utilizada para bombear água dentro de um circuito fechado, que é posteriormente expelida para uma turbina. A potência média extraída, para um intervalo de tempo, é calculada por:

$$\bar{P}_{ext} = \frac{1}{t - t_0} \int_{t_0}^t T_{PTO}(t) \dot{\theta}(t) dt \quad (2.33)$$

Tendo em conta que o momento aplicado ao PTO é dado por:

$$T_{PTO} = F_p b = p_c A_p b \quad (2.34)$$

A pressão aplicada pela câmara hiperbárica no sistema PTO é obtida através de:

$$p_c = \frac{T_{PTO}}{A_p b} \quad (2.35)$$

onde A_p representa a área do pistão e b representa a distância, entre o ponto de rotação e o pistão.

A capacidade do dispositivo extrair potência de uma onda é caracterizado pela largura de captura, que é definida como a relação entre a potência extraída e a potência incidente:

$$CWR = \frac{\bar{P}_{ext}}{JW} \quad (2.36)$$

onde J representa a potência de onda propagada por unidade de largura de uma frente de onda, dada pela Equação (2.2) e W , a largura do WEC.

3. Modelo Numérico

Neste capítulo faz-se uma descrição do método SPH e apresentam-se as características do código DualSPHysics, correspondente à implementação numérica deste método, assim como o seu acoplamento com o Project Chrono, que permite resolver a interação entre partículas sólidas e mecanismos de acoplamento. Na parte final apresentam-se os principais parâmetros numéricos e a metodologia utilizada nas simulações numéricas.

3.1 Método SPH

O princípio fundamental do SPH consiste na discretização de um meio contínuo, utilizando um conjunto de partículas, sendo que as suas propriedades físicas são conhecidas: massa, massa volúmica, velocidade, posição e pressão. Este método é designado de lagrangiano, não sendo necessário recorrer à discretização de uma malha. As propriedades físicas de cada partícula podem mudar com o tempo devido às interações com as partículas vizinhas (Gomez-Gesteira *et al.*, 2010).

Atualmente o método SPH encontra-se em fase de desenvolvimento, com constantes melhorias e modificações, o que resulta num modelo cada vez mais preciso, estável e de confiança, sendo apropriado para aplicações práticas de engenharia (Crespo *et al.*, 2015).

Os fundamentos matemáticos do método SPH baseiam-se no integral de interpolação, onde qualquer função F se calcula pela seguinte aproximação:

$$F(\vec{r}) = \int F(\vec{r}') K(\vec{r} - \vec{r}', h_s) d\vec{r}' \quad (3.1)$$

no qual K , representa o *kernel* de interpolação, \vec{r} o vetor posição, \vec{r}' o vetor posição onde a função F é definida, e h_s a dimensão do suporte desta função, limitadora do método de resolução, denominada na literatura de *smoothing length* (Gingold e Monaghan, 1977).

Para uma dada partícula a , com uma distância \vec{r}_a da origem, a função F mede todas as partículas dentro de um círculo (em 2D) ou esfera (em 3D) em redor do centro da partícula a com um raio de $2h_s$, como representado na Figura 3.1.

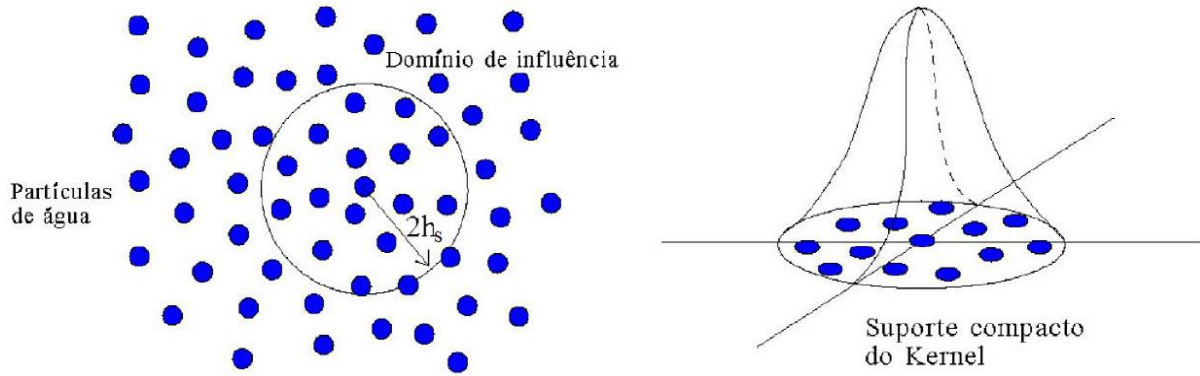


Figura 3.1 – Domínio de influência do kernel. Adaptado de Didier e Neves (2010).

A função F pode assim ser expressa numa forma discreta baseada nas partículas. A aproximação da função interpolada na partícula a e o somatório é feito entre todas as partículas dentro da região de suporte do *kernel*:

$$F(\vec{r}_a) \approx \sum_b F(\vec{r}_b) K(\vec{r}_a - \vec{r}_b, h_s) \frac{m_b}{\rho_b} \quad (3.2)$$

onde m_b representa a massa e ρ_b corresponde à massa volúmica da partícula b . O índice a refere-se à partícula em estudo, enquanto que o índice b refere as partículas que estão dentro da zona de suporte do *kernel*.

3.1.1 Kernel de interpolação

O *kernel* de interpolação é uma função analítica que pode ser diferenciada sem o recurso a uma malha espacial. Em termos numéricos, o *kernel* é uma função com um suporte compacto dentro de uma região definida por um raio $2h_s$ (Figura 3.1).

A performance de um modelo SPH depende muito da escolha do tipo de *kernel* de interpolação (Crespo *et al.*, 2015). Os *kernels* são definidos por uma função da distância não-dimensional entre partículas, $q = \frac{|\vec{r}|}{h_s}$, onde \vec{r} é a distância entre duas partículas a e b .

No código DualSPHysics, o utilizador pode escolher entre duas definições de *kernel*. O *kernel cubic-spline*, dado por:

$$K(|\vec{r}|, h_s) = \alpha_D \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}q^2 + \frac{3}{4}q^3 & 0 \leq q \leq 1 \\ \frac{1}{4}(2-q)^3 & 1 \leq q \leq 2 \\ 0 & q \geq 2 \end{cases} \quad (3.3)$$

onde α_D é igual a $\frac{10}{7\pi h_s^2}$ para simulações 2D e $\frac{1}{\pi h_s^3}$ para 3D.

E o *kernel Quintic*, dado por:

$$K(|\vec{r}|, h_s) = \alpha_D \left(1 - \frac{q}{2}\right)^4 (2q+1) \quad 0 \leq q \leq 2 \quad (3.4)$$

onde α_D é igual a $\frac{7}{4\pi h_s^2}$ para simulações 2D e $\frac{21}{16\pi h_s^3}$ para 3D.

3.1.2 Equações fundamentais da mecânica de fluidos

A equação de conservação da massa, utilizada no método de SPH, é dada por:

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_a = \sum_b m_b \vec{v}_{ab} \cdot \vec{\nabla}_a K_{ab} \quad (3.5)$$

Com a utilização desta equação nota-se que a massa volúmica varia quando as partículas têm velocidade relativa. No entanto, a utilização da Equação (3.5) é favorável em termos computacionais, uma vez que as taxas de mudança de todas as variáveis físicas podem ser simuladas através de uma sub-rotina, a desvantagem é que conservação de massa exata não é possível (Monaghan, 1992).

A equação do balanço da quantidade de movimento para um fluido invíscido é dada por:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \vec{g} \quad (3.6)$$

O gradiente de pressão deriva-se utilizando a seguinte identidade de derivada:

$$\frac{1}{\rho} \nabla p = \nabla \left(\frac{p}{\rho} \right) + \frac{p}{\rho^2} \nabla \rho \quad (3.7)$$

Com isto, obtém-se a seguinte expressão para o balanço da quantidade de movimento:

$$\frac{d\vec{v}_a}{dt} = -\sum_b m_b \left(\frac{p_b}{\rho_b^2} + \frac{p_a}{\rho_a^2} \right) \vec{v}_a K_{ab} + \vec{g} \quad (3.8)$$

3.1.3 Efeito da viscosidade

A viscosidade tem um papel fundamental na prevenção de instabilidades no movimento do fluido, no qual partículas individuais podem ter um movimento caótico. Esse tipo de instabilidades previne-se através da adição de termos correspondentes à viscosidade na equação de conservação do balanço da quantidade de movimento (Gomez-Gesteira *et al.*, 2010).

O modelo da viscosidade artificial, proposto por Monaghan (1992), tem sido bastante utilizado, devido à sua simplicidade. Portanto, a equação do balanço da quantidade de movimento representa-se através de:

$$\frac{d\vec{v}_a}{dt} = -\sum_b m_b \left(\frac{p_b}{\rho_b^2} + \frac{p_a}{\rho_a^2} + \Pi_{ab} \right) \vec{v}_a K_{ab} + \vec{g} \quad (3.9)$$

no qual Π_{ab} é o termo da viscosidade é dado por:

$$\Pi_{ab} = \begin{cases} \frac{-\alpha \bar{c}_{ab} u_{ab}}{\bar{\rho}_{ab}} & \vec{v}_{ab} \cdot \vec{r}_{ab} < 0 \\ 0 & \vec{v}_{ab} \cdot \vec{r}_{ab} > 0 \end{cases} \quad (3.10)$$

$$u_{ab} = \frac{h_s \vec{v}_{ab} \cdot \vec{r}_{ab}}{r_{ab}^2 + \eta^2} \quad (3.11)$$

onde $\vec{v}_{ab} = \vec{v}_a - \vec{v}_b$, $\vec{r}_{ab} = \vec{r}_a - \vec{r}_b$, $\bar{\rho}_{ab} = (\rho_a + \rho_b)/2$, $\eta^2 = 0,01 h_s^2$ e $\bar{c}_{ab} = (c_a + c_b)/2$. Sendo $\vec{r}_{a,b}$ e $\vec{v}_{a,b}$ correspondentes, respetivamente, à posição e velocidade da partícula a ou b , enquanto que c representa a velocidade do som. Foi provado, através de estudos realizados por outros autores (Crespo *et al.*, 2015; Brito *et al.*, 2019), que o valor de $\alpha = 0,01$, coeficiente de viscosidade artificial, permite a obtenção de resultados com um grau de precisão satisfatório na geração e propagação de ondas, e também no impacto das ondas em estruturas costeiras.

3.1.4 Equação de estado

De acordo com o formalismo SPH, implementado no código DualSPHysics, o fluido é considerado como pouco compressível (*Weakly Compressible*), designado na literatura de WCSPH. Assim sendo, utiliza-se uma equação de estado para determinar a pressão do fluido baseada na massa volúmica de partículas:

$$p = B \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (3.12)$$

onde a constante politrópica é $\gamma = 7$ e $\rho_0 = 1000 \text{ kg m}^{-3}$. O parâmetro $B = \frac{c_0^2 \rho_0}{\gamma}$ relaciona-se com a compressibilidade do fluido para definir um limite máximo para a massa volúmica e $c_0 = c(\rho_0) = \sqrt{\left| \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_{\rho_0}}$, define a velocidade do som na massa volúmica de referência (Brito, 2017).

Por razões de ordem numérica, o valor de c_0 deve ser suficientemente elevado para reduzir as flutuações devidas à massa volúmica e suficientemente baixo para permitir que o modelo corra com um passo de tempo razoável (Didier e Neves, 2010).

3.1.5 Movimento das partículas

As partículas movem-se consoante a variável XSPH de acordo com (Monaghan, 1989):

$$\frac{d\vec{r}_a}{dt} = \vec{v}_a + \epsilon \sum_b \frac{m_b}{\rho_{ab}} \vec{v}_{ab} K_{ab} \quad (3.13)$$

sendo $\epsilon = 0.5$. Este método faz com que a partícula se movimente a uma velocidade próxima da velocidade média na sua vizinhança.

3.2 Código DualSPHysics

O código DualSPHysics é um código *open-source* que resulta de uma implementação otimizada que utiliza boas abordagens para computação do método SPH: na unidade de processamento gráfica (GPU); e na unidade de processamento central (CPU).

3.2.1 Condições de fronteira

As condições de fronteira não aparecem de forma natural no formalismo SPH. Quando uma partícula de fluido se aproxima de uma fronteira sólida, somente as partículas localizadas dentro do domínio são incluídas nas interpolações SPH, sem qualquer interação com o exterior. As diferentes soluções para evitar problemas de fronteira consistem na criação de diversas partículas virtuais para caracterizar os limites do domínio. Existem diversas técnicas descritas na literatura, tais como: partículas fantasma, partículas estacionárias, condição de fronteira dinâmica (*dynamic boundary condition* – DBC) ou partículas repulsivas (Gomez-Gesteira *et al.*, 2010). No código DualSPHysics é utilizado a DBC.

A vantagem desta técnica é que as partículas na DBC verificam as mesmas equações de continuidade e de estado que as partículas de fluido, no entanto a sua posição permanece inalterada ou é imposta por fatores externos. Outra vantagem desta condição é a simplicidade computacional, uma vez que as partículas de fronteira podem ser calculadas dentro do mesmo ciclo que as partículas de fluido, poupando bastante o tempo de cálculo. Esta condição foi utilizada em diversos estudos sobre a interação entre ondas e dispositivos costeiros (Crespo *et al.*, 2007).

3.2.2 Esquemas de discretização temporal

Devido à constante alteração das propriedades físicas, causada pela interação entre partículas ao longo de cada passo de tempo, é necessário calcular novas propriedades físicas a cada novo passo de tempo. Para isso são utilizados esquemas de discretização temporal, o que torna necessário que a escrita das equações de quantidade de movimento \mathbf{v}_a , massa volúmica ρ_a , e posição \mathbf{r}_a , seja feita da seguinte forma:

$$\frac{d\vec{\mathbf{v}}_a}{dt} = \vec{\mathbf{F}}_a \quad (3.14)$$

$$\frac{d\rho_a}{dt} = D_a \quad (3.15)$$

$$\frac{d\vec{\mathbf{r}}_a}{dt} = \vec{\mathbf{v}}_a \quad (3.16)$$

O código DualSPHysics oferece ao utilizador a possibilidade de escolha entre dois tipos de esquemas de discretização temporal: Verlet e Symplectic. No esquema Verlet, o algoritmo é dividido em duas partes, tem a vantagem de permitir reduzir o custo computacional quando comparado com outros esquemas de discretização temporal. Numa primeira parte efetua um cálculo de previsão, que é dado pelas seguintes equações:

$$\vec{v}_a^{n+1} = \vec{v}_a^{n-1} + 2\Delta t \vec{F}_a^n \quad (3.17)$$

$$\rho_a^{n+1} = \rho_a^{n-1} + 2\Delta t D_a^n \quad (3.18)$$

$$\vec{r}_a^{n+1} = \vec{r}_a^n + \Delta t \vec{v}_a^n + 0.5\Delta t^2 \vec{F}_a^n \quad (3.19)$$

onde n a representa o passo de tempo atual, sendo o tempo dado por $t = n\Delta t$. As grandezas F_a^n e D_a^n são calculadas utilizando as Equações (3.9) e (3.5). Numa segunda parte, quando estão decorridos cerca de 50 passos de tempo, as variáveis são calculadas da seguinte forma:

$$\vec{v}_a^{n+1} = \vec{v}_a^n + \Delta t \vec{F}_a^n \quad (3.20)$$

$$\rho_a^{n+1} = \rho_a^n + \Delta t D_a^n \quad (3.21)$$

$$\vec{r}_a^{n+1} = \vec{r}_a^n + \Delta t \vec{v}_a^n + 0.5\Delta t^2 \vec{F}_a^n \quad (3.22)$$

Esta segunda parte do esquema foi desenvolvida com o objetivo de parar a divergência de valores integrados no tempo, uma vez que as equações já não se encontram acopladas. Por vezes em algumas utilizações do esquema Verlet existem problemas de estabilidade numérica, nesses casos opta-se por aumentar a frequência no qual a segunda parte do esquema é aplicada, no entanto não se deve aumentar para além de valores inferiores a 10 passos de tempo. Se for esse caso, então significa que o esquema Verlet não é adequado para a dinâmica do problema em questão, devendo-se optar pelo esquema Symplectic (Crespo *et al.*, 2019).

Os algoritmos do esquema de discretização temporal Symplectic são temporalmente reversíveis na ausência de atrito ou efeitos viscosos (Reich *et al.*, 1996). O esquema é baseado num algoritmo de segunda ordem que consiste na previsão e correção das propriedades físicas ao longo dos passos de tempo. Durante a fase de previsão os valores de aceleração e massa volúmica são estimados a meio do tempo de passo, recorrendo às seguintes equações:

$$\vec{r}_a^{n+\frac{1}{2}} = \vec{r}_a^n + \frac{\Delta t}{2} \vec{v}_a^n \quad (3.23)$$

$$\rho_a^{n+\frac{1}{2}} = \rho_a^n + \frac{\Delta t}{2} D_a^n \quad (3.24)$$

Na fase seguinte, a aceleração, $d\vec{v}_a^{n+\frac{1}{2}}/dt$, é utilizada para calcular a velocidade após a correção e a posição das partículas no final do passo de tempo, através de:

$$\vec{v}_a^{n+1} = \vec{v}_a^{n+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{2} \vec{F}_a^{n+\frac{1}{2}} \quad (3.25)$$

$$\vec{r}_a^{n+1} = \vec{r}_a^{n+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{2} \vec{v}_a^{n+\frac{1}{2}} \quad (3.26)$$

por fim o valor após a correção da massa volúmica, $d\rho_a^{n+1}/dt = D_a^{n+1}$, é calculado utilizando os valores atualizados das Equações (3.25) e (3.26).

3.2.3 Passo de tempo variável

Em esquemas de discretização temporal o passo de tempo é dependente da condição de Courant-Friedrich-Levy (CFL). O passo de tempo variável é calculado através de:

$$\Delta t = 0.3 \min(\Delta t_f, \Delta t_{cv}) \quad (3.27)$$

$$\Delta t_f = \min \left(\sqrt{\frac{h_s}{|\vec{f}_a|}} \right) \quad (3.28)$$

$$\Delta t_{cv} = \min \frac{h_s}{c_s + \max \left| \frac{h_s \vec{v}_{ab} \vec{r}_{ab}}{\left(\vec{r}_{ab}^2 + \eta^2 \right)} \right|} \quad (3.29)$$

no qual Δt_f se baseia na força por unidade de massa $|\vec{f}_a|$ e Δt_{cv} se baseia na condição de CFL com c_s a variar entre 0.1 e 0.3 (Brito, 2018).

3.2.4 Interação entre fluido e corpos rígidos

O movimento de um corpo rígido é determinado através da especificação do movimento e da rotação do seu centro de massa. A equação de movimento de um corpo de rígido é dada por:

$$M \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F} \quad (3.30)$$

onde M representa a massa do corpo, \vec{V} representa o vetor velocidade do centro de massa e \vec{F} a força total aplicada no corpo. A equação do momento angular para o centro de massa é dada por:

$$I \frac{d\vec{\Omega}}{dt} = \vec{\tau} \quad (3.31)$$

onde $\vec{\Omega}$ é o vetor da velocidade angular, I representa o momento de inércia e τ o binário em relação ao centro de massa.

É possível derivar o movimento de um objeto através da sua interação com partículas de fluido e utilizar essas forças para determinar o seu movimento. No código DualSPHysics todos os corpos flutuantes são tidos como sendo corpos rígidos, logo a força aplicada em cada partícula de fronteira destes corpos é calculada através do somatório de todas as contribuições das partículas de fluido vizinhas, consoante o *kernel* e a dimensão de suporte utilizados (Brito, 2015).

Cada partícula de fronteira k é exposta a uma força por unidade de massa dada por:

$$\vec{f}_k = \sum_{a \in PFs} \vec{f}_{ka} \quad (3.32)$$

onde PFs representa as partículas de fluido e \vec{f}_{ka} o vetor da força por unidade de massa aplicada pela partícula de fluido a na partícula de fronteira k , dada por:

$$m_k \vec{f}_{ka} = -m_a \vec{f}_{ak} \quad (3.33)$$

Assim sendo, para se representar o movimento de um corpo flutuante através das equações básicas da dinâmica de um corpo rígido, reescreve-se as Equações (3.30) e (3.31) da seguinte forma:

$$M \frac{d\vec{V}}{dt} = \sum_{k \in FPS} m_k \vec{f}_k \quad (3.34)$$

$$I \frac{d\vec{\Omega}}{dt} = \sum_{k \in FPS} m_k (\vec{r}_k - \vec{R}_0) \times \vec{f}_k \quad (3.35)$$

onde FPS representa as partículas de fronteira, \vec{r}_k o vetor da posição da partícula k e, \vec{R}_0 o vetor posição do centro de massa. Cada partícula integrante do corpo rígido tem um vetor de velocidade dado por:

$$\vec{v}_k = \vec{V} + \vec{\Omega} \times (\vec{r}_k - \vec{R}_0) \quad (3.36)$$

Por fim, o movimento do corpo flutuante é dado pela integração da Equação (3.36) no tempo (Brito *et al.*, 2017).

3.3 Projeto Chrono

O projeto Chrono é um *software open-source*, escrito na sua maioria em linguagem C++. É utilizado para simular diversas situações, entre as quais: a dinâmica de grandes sistemas de corpos articulados, sistemas dinâmicos de primeira ordem, interações fluido-sólido, a dinâmica da deformação de corpos, assim como diversas interações sólido-sólido (Tasora *et al.*, 2016).

3.3.1 Mecânica multi-corpos

No Project Chrono, a configuração de um sistema multi corpos rígidos é descrita utilizando seis coordenadas independentes, denominadas coordenadas generalizadas q , sendo $q = [R^T + \Theta^T]^T$, onde R e Θ são, respetivamente, as coordenadas translacional e rotacional que definem por completo a localização de cada corpo no sistema (Brito *et al.*, 2016).

A dinâmica de corpos rígidos caracteriza-se pelas seguintes equações:

$$\frac{d\vec{q}}{dt} = \vec{L}(\vec{q})\vec{V} \quad (3.37)$$

$$\vec{M}_i(\vec{q}) \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F}_a(\vec{V}, \vec{q}, t) + \sum_{i \in \wp(q, \delta)} (\gamma_{i,n} \vec{D}_{i,n} + \gamma_{i,u} \vec{D}_{i,u} + \gamma_{i,w} \vec{D}_{i,w}) \quad (3.38)$$

No qual \vec{L} é a matriz Jacobiana que conecta \vec{V} à derivada de \vec{q} , \vec{M}_i é a matriz de inércia, \vec{F}_a representa as forças aplicadas, $\gamma_{i,n}$, $\gamma_{i,u}$, $\gamma_{i,w}$ são os multiplicadores de Lagrange e $\vec{D}_{i,n}$, $\vec{D}_{i,u}$ e $\vec{D}_{i,w}$, são os geradores de espaço tangente. A Equação (3.37) define a derivada de tempo de \vec{q} e \vec{V} ao longo de uma transformação linear definida por \vec{L} enquanto que a Equação (3.38) representa o equilíbrio da força que liga as forças de inércia e as de restrição.

As forças de restrição são impostas por restrições bilaterais que limitam o movimento relativo dos corpos rígidos presentes no sistema. Por norma, as restrições unilaterais definem um conjunto de condições de contacto $0 \leq \Phi_i(q)$ e $\gamma_{i,n} \geq 0$, portanto para um potencial contacto (Canelas *et al.*, 2017):

$$i \in \wp_q(q, \delta) : \begin{cases} 0 \leq \Phi_i(q) \wedge \gamma_{i,n} \geq 0 \\ (\gamma_{i,u}, \gamma_{i,w}) = \arg \min_{\sqrt{\gamma_{i,u}^2 + \gamma_{i,w}^2} \leq \mu_i \gamma_{i,n}} (\gamma_{i,u} \vec{D}_{i,u} + \gamma_{i,w} \vec{D}_{i,w}) \end{cases} \quad (3.39)$$

onde Φ_i , é a distância entre duas geometrias.

3.3.2 Acoplamento entre DualSPHysics e o Projeto Chrono

O acoplamento entre ambos os *softwares* permite um resultado final que tem em atenção não só às interações de partículas fluido-sólido, como às interações de partículas sólido-sólido, nomeadamente em pontos de restrição mecânica. Na Figura 3.2 representa-se um esquema do processo de acoplamento.

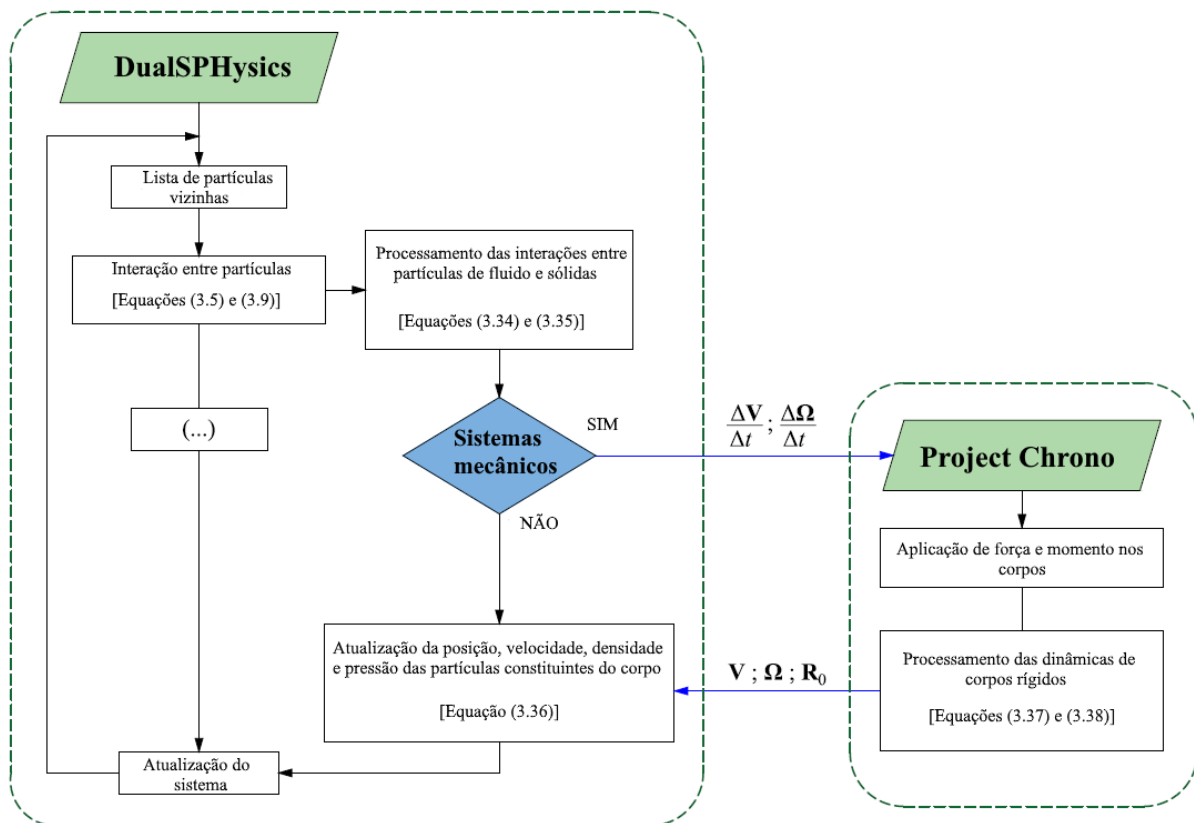


Figura 3.2 – Esquema de acoplamento entre DualSPHysics e Project Chrono. Adaptado de Brito *et al.* (2019).

O procedimento do código DualSPHysics divide-se em três etapas: a primeira etapa consiste em listar as partículas vizinhas, numa segunda etapa efetua-se a resolução das forças do fluido aplicadas sobre as partículas sólidas, na terceira e última etapa as variáveis do sistema são atualizadas e procede-se ao próximo passo de tempo. Durante a etapa no qual decorre a interação entre partículas, é feito um processamento das forças exercidas no objeto flutuante, seguidamente, a informação das acelerações linear e angular ($d\vec{V}/dt$, $d\vec{\Omega}/dt$), aplicadas no centro de massa do objeto, é transferida para a biblioteca do Project Chrono. Durante esse passo de tempo, é resolvido o movimento tendo em conta as restrições mecânicas impostas, assim como a nova posição do centro de gravidade. Por fim, as velocidades linear e angular são atualizadas e transferidas para o DualSPHysics onde existe uma atualização do sistema para dar a informação sobre a nova posição das partículas que formam o corpo flutuante.

3.4 Parâmetros e metodologia de uma simulação numérica

Os parâmetros numéricos utilizados no código DualSPHysics têm grande influência nos resultados. Com isso em mente foi feito um estudo bibliográfico cuidado previamente à sua escolha. Na Tabela 3.1 representam-se os parâmetros utilizados.

Tabela 3.1 – Parâmetros utilizados nas simulações numéricas.

Parâmetro Numérico	Parâmetro Utilizado
d_p (m)	0.005/0.075/0.1*
PosDouble	2
StepAlgorithm	Symplectic
Kernel	Wendland
ViscoTreatment	Artificial
Visco	0.01
ViscoBoundFactor	1
DeltaSPH	0.1
#Shifting	Ignore Fixed
#ShiftCoef	-2
#ShiftTFS	1.5
RigidAlgorithm	SPH/Chrono*
FtPause	0.0
CoefDTMin	0.05
#DtIni	0.0001
#DtMin	0.00001
#DtFixed	DtFixed.dat
DtAllParticles	Only Fluid/Floating
TimeMax (s)	25/120/1050*
TimeOut (s)	0.05/0.1*
PartsOutMax	1
RhopOutMin (kg/m ³)	700
RhopOutMax (kg/m ³)	1300

Na Tabela 3.1 alguns dos parâmetros utilizados têm um asterisco, o que representa ter havido uma alteração entre simulações numéricas. Tendo em conta os estudos realizados, (Altomare *et al.*, 2015; Pereira, 2018), sobre a influência da distância de partículas (d_p) na elevação da superfície livre, na variação angular, na variação da velocidade angular e no tempo de simulação optou-se por um d_p que tivesse no mínimo 10 a 15 partículas por altura de onda.

No caso do parâmetro RigidAlgorithm, na fase da validação, foi apenas considerado o modelo SPH. No entanto na fase do estudo numérico do conversor hiperbárico utilizou-se também a biblioteca do Project Chrono.

Em relação ao tempo máximo, na fase da validação notou-se uma estabilização do sinal num intervalo de tempo de 25 segundos. Na fase seguinte para simulações de ondas regulares foi necessário um tempo máximo de 120 segundos e de 1050 segundos para ondas irregulares, uma vez que o espectro de energia de agitação irregular demora tempo até estabilizar.

As simulações numéricas efetuam-se com recurso a um processador Intel Core i7-6700k e uma unidade gráfica Nvidia GeForce GTX 1080 com 2560 CUDA cores.

A metodologia do processo é realizada de uma forma iterativa, representada na Figura 3.3. Inicialmente modela-se a geometria do conversor hiperbárico, com recurso ao *software* SolidWorks, seguidamente exportada em formato .stl, para ser utilizada no código DualSPHysics. Posteriormente definem-se os parâmetros relativos ao método SPH, descritos num ficheiro em formato .xml.

Por fim, procede-se à simulação numérica e a consequente análise dos resultados, se os resultados forem aceitáveis, conclui-se a simulação. Caso isso não aconteça altera-se a geometria do conversor e/ou os parâmetros do método, por forma a obter resultados mais satisfatórios.

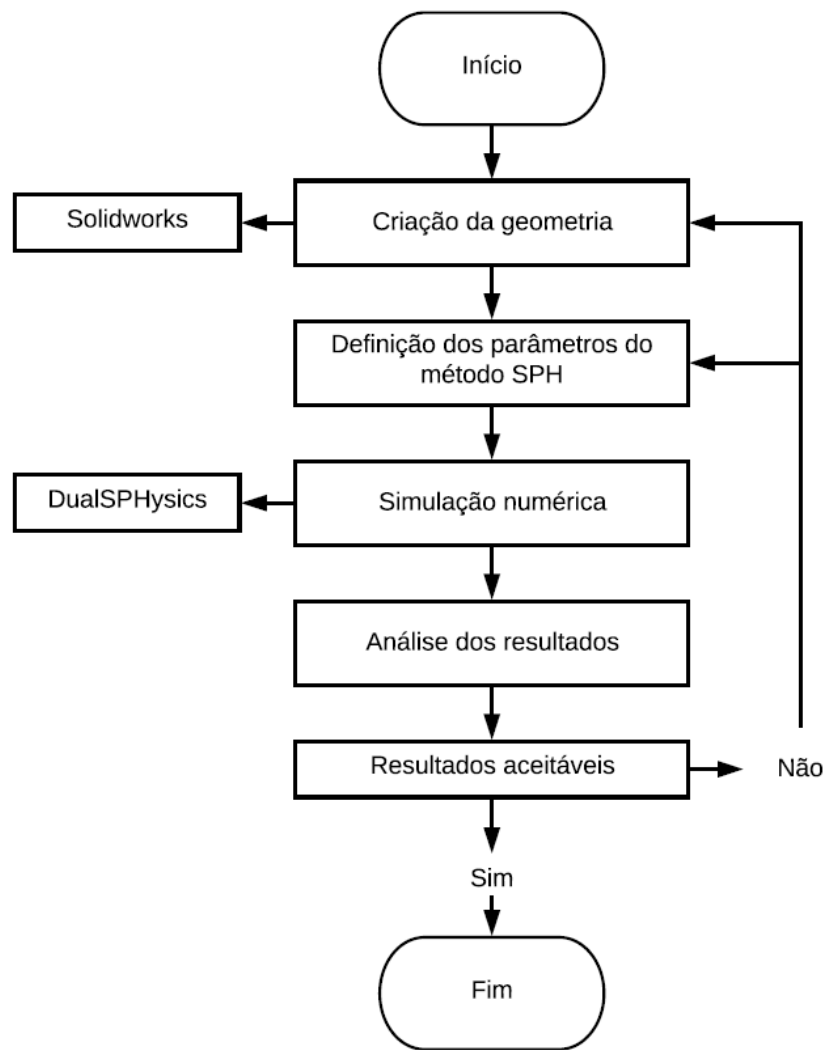


Figura 3.3 – Fluxograma relativo a uma simulação numérica do conversor hiperbárico.

4. Validação e verificação do modelo numérico

Neste capítulo apresenta-se a validação e verificação do modelo numérico. Nos ensaios efetuados com o código DualSPHysics foram adotados parâmetros idênticos aos utilizados por Brito *et al.* (2019), desta forma garantiu-se a necessária precisão do código na geração e propagação de ondas, respeitando as condições da teoria linear e da teoria de Stokes de 2ª ordem.

Os testes de validação e verificação que se seguem têm como objetivo comprovar que o código numérico desenvolvido tem capacidade para simular o movimento de um corpo flutuante sujeito à agitação marítima.

No primeiro teste o corpo flutuante não tem qualquer tipo de restrição, flutuando livremente. No entanto no segundo teste, o movimento do corpo é restrito, de maneira a que o corpo tenha apenas arfagem.

4.1 Interação onda-corpo flutuante livre

Nesta secção apresentam-se os resultados das simulações numéricas que reproduzem o estudo experimental realizado por Ren *et al.* (2015). O estudo efetuado por estes autores aborda as interações não-lineares entre ondas e corpos flutuantes num tanque, no entanto, o estudo numérico que o reproduz é bidimensional. São analisados os três graus de liberdade do corpo flutuante, com o objetivo de entender se o código utilizado consegue replicar os movimentos do corpo flutuante num ensaio experimental.

Inicialmente, cria-se uma geometria baseada na instalação experimental, mas com algumas modificações, nomeadamente na distância entre o batedor e o flutuador, e no facto da parte final do canal terminar num plano inclinado, simulando uma praia. Estas modificações são feitas com o objetivo de reduzir os efeitos de reflexão da onda, uma vez que o código numérico utilizado não permite definir uma zona esponjosa absorvedora, contrariamente ao que foi efetuado no estudo experimental. Representa-se a geometria do canal de ondas na Figura 4.1.



Figura 4.1 – Geometria do canal de ondas.

O primeiro teste consistiu na simulação numérica de um flutuador, com uma secção retangular de dimensão $0,3 \times 0,2 \text{ m}^2$ e massa volúmica de $\rho = 500 \text{ kg/m}^3$, sob ação de uma onda imposta pelo batedor com altura $H = 0,1 \text{ m}$, período $T = 1,2 \text{ s}$ e profundidade $h = 0,4 \text{ m}$, gerada de acordo com a teoria de 2ª ordem de Stokes.

Os resultados experimentais e numéricos correspondentes à arfagem, ao avanço e ao balanço são comparados nas Figuras 4.2, 4.3 e 4.4, respetivamente.

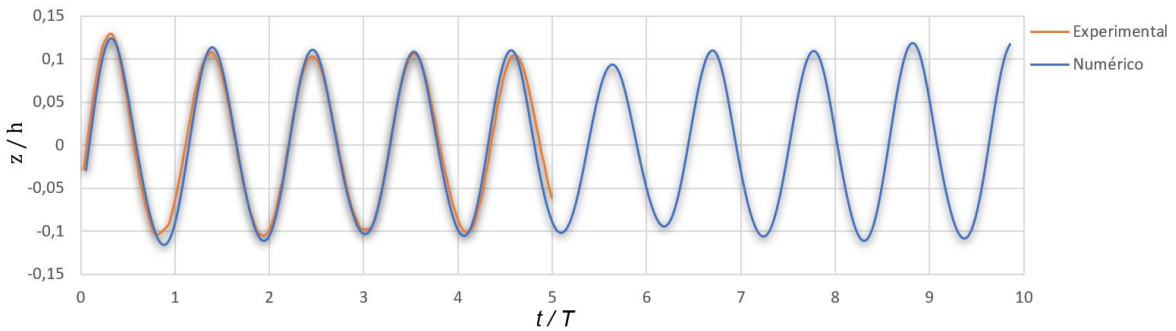


Figura 4.2 – Comparação dos resultados numéricos e experimentais: arfagem ($H = 0,1 \text{ m}$).

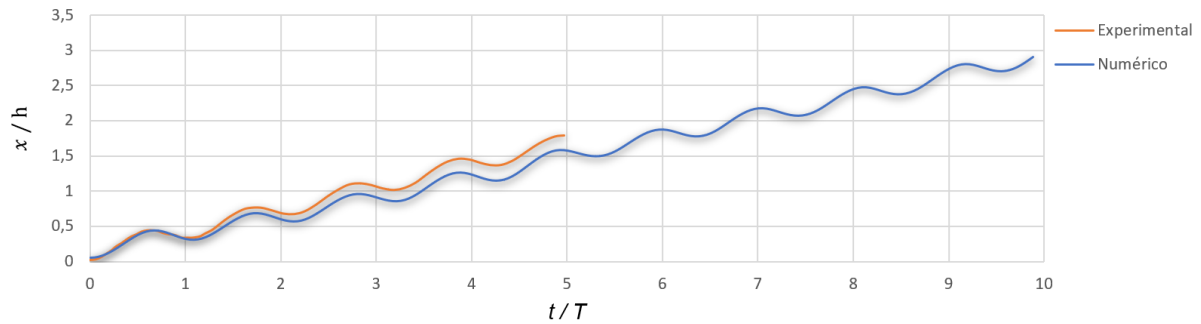


Figura 4.3 – Comparação dos resultados numéricos e experimentais: avanço ($H = 0,1 \text{ m}$).

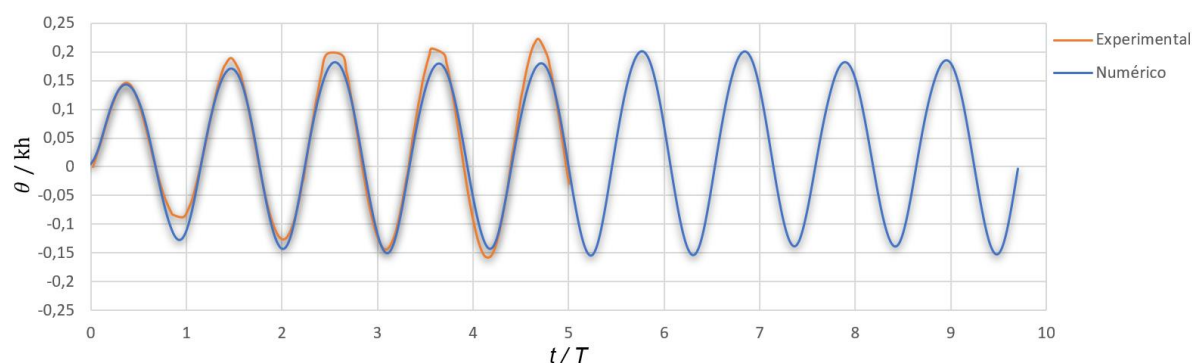


Figura 4.4 – Comparação dos resultados numéricos e experimentais: balanço ($H = 0,1$ m).

Através da análise das Figuras 4.2, 4.3 e 4.4 observa-se que a diferença entre os dados experimentais e os resultados numéricos é pequena, com um erro relativo máximo inferior a 6% no caso da arfagem, inferior a 18% no caso do avanço e inferior a 12% para o balanço. De acordo com os dados obtidos conclui-se que a simulação numérica reproduz os resultados experimentais de forma coerente e com precisão aceitável, sendo o maior erro relativo obtido para o avanço. No entanto, uma vez que o conversor hiperbárico que se pretende modelar se encontra fixo a terra o avanço é praticamente nulo, logo a comparação entre o avanço numérico e experimental é considerada a de menor relevância, entre os três dados obtidos.

A simulação numérica efetuada permitiu verificar o movimento do flutuador, para instantes equivalentes, com a obtida experimentalmente em Ren *et al.* (2015). Desta forma foi possível aferir a precisão da simulação numérica. Na Figura 4.5 comparam-se os resultados numéricos com os experimentais.

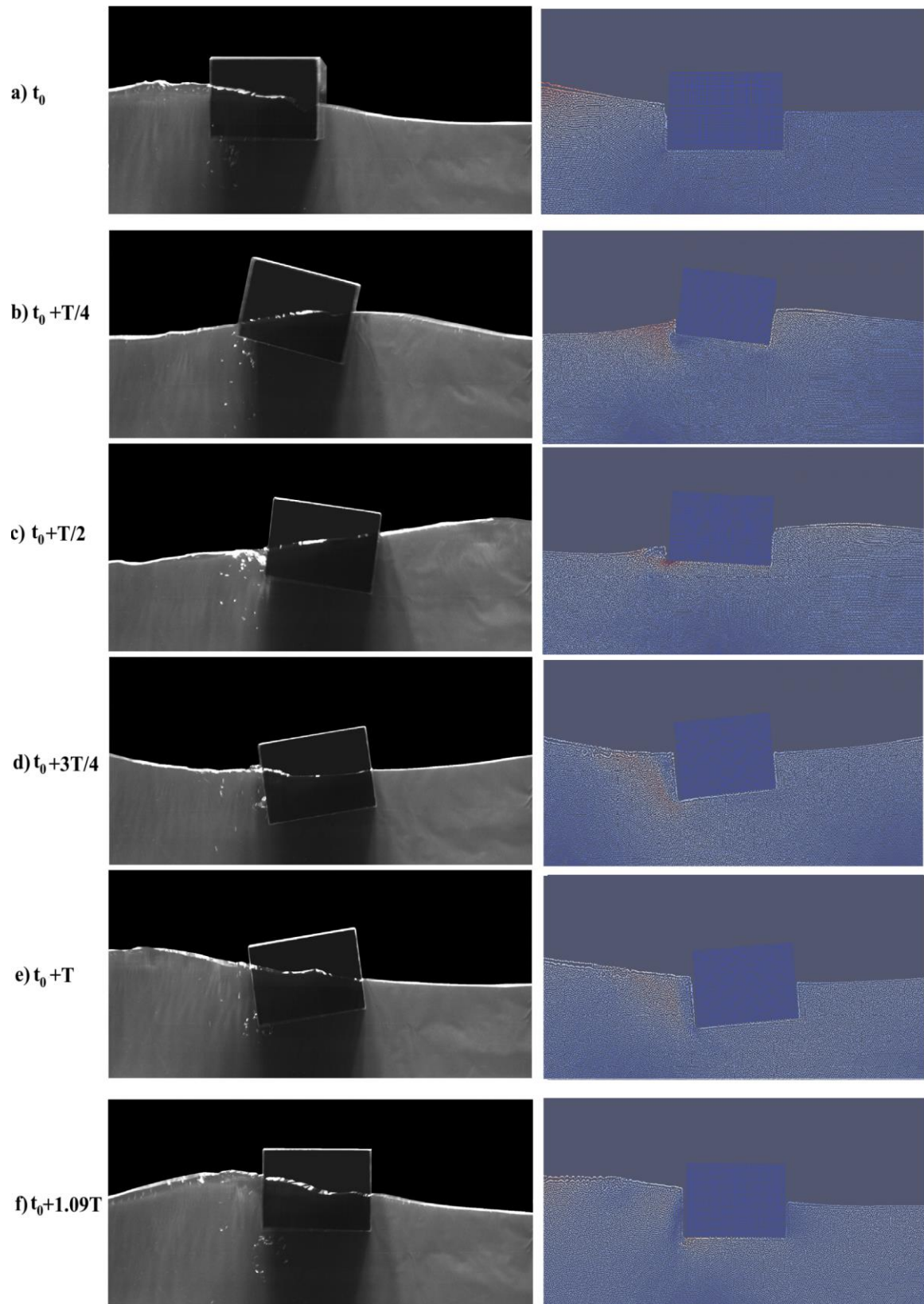


Figura 4.5 – Posição do flutuador em instantes equivalentes: estudo experimental à esquerda e numérico à direita ($H = 0,1$ m). Adaptado de Ren *et al.* (2015).

No segundo teste, baseado em Ren *et al.* (2015), foi feito um ensaio numérico no qual se reduz a altura de onda para $H = 0,04$ m, todos os outros parâmetros mantêm-se inalterados. Nas Figuras 4.6, 4.7 e 4.8 comparam-se os resultados experimentais e numéricos da arfagem, do avanço e do balanço, respetivamente.

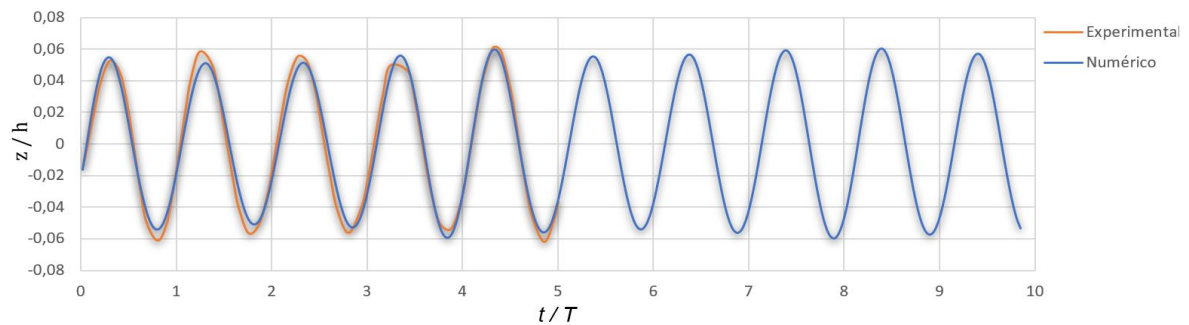


Figura 4.6 – Comparação dos resultados numéricos e experimentais: arfagem ($H = 0,04$ m).

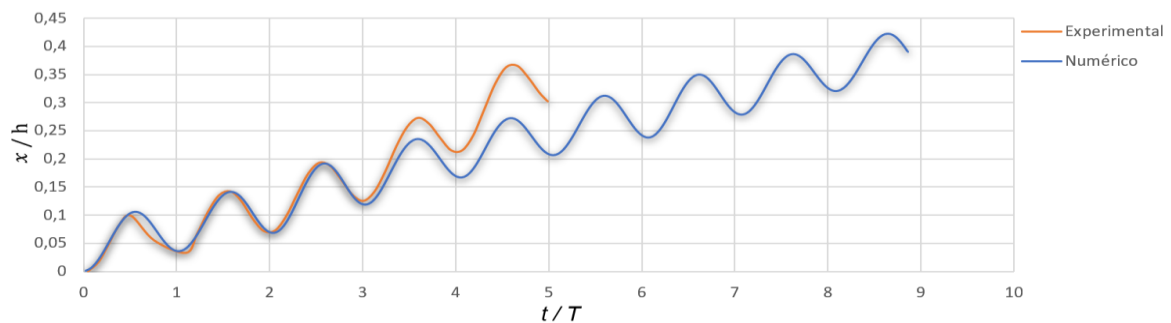


Figura 4.7 – Comparação dos resultados numéricos e experimentais: avanço ($H = 0,04$ m).

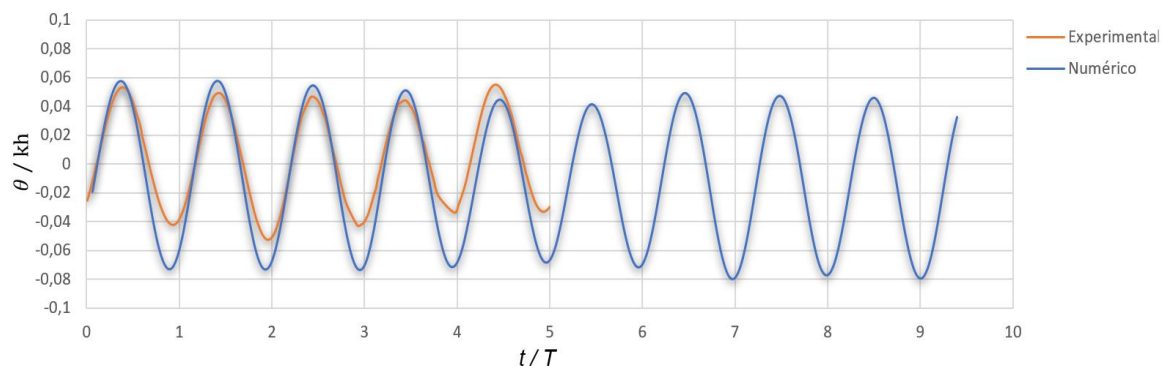


Figura 4.8 – Comparação dos resultados numéricos e experimentais: balanço ($H = 0,04$ m).

Através da análise das Figuras 4.6, 4.7 e 4.8 conclui-se que o erro relativo, comparativamente aos resultados obtidos para uma altura de onda de $H = 0,1$ m, é maior, no caso do avanço e do balanço. Tal não seria de prever pois sendo a altura de onda menor os efeitos não-lineares são menores e, portanto, a simulação menos exigente. Isto deve-se, essencialmente, ao facto de ambas as simulações terem sido

feitas com uma d_p (distância entre partículas) de 0,005 m, logo existem menos partículas por altura de onda no ensaio com uma onda de menor amplitude, o que irá afetar a precisão. De acordo com os resultados obtidos, como seria de esperar, quanto menor for a distância entre partículas no domínio computacional maior será o tempo de simulação, fazendo com que para alturas de onda pequenas, por forma a se ter um mínimo de 10 a 15 partículas por altura de onda, se obtenha um tempo de simulação elevado. Conclui-se assim, que para o objeto de estudo desta dissertação, o conversor hiperbárico, o código numérico tem um rigor aceitável na replicação dos movimentos consoante os três grau de liberdade em análise, desde que se garanta o número recomendável de partículas por altura de onda.

4.2 Interação onda-corpo flutuante apenas com arfagem

Após terem sido concluídos de uma forma satisfatória os testes ao código numérico para uma interação onda-corpo flutuante livre, testa-se a capacidade do DualSPHysics de restringir o movimento de um corpo flutuante sujeito à agitação das ondas. Para isso, impõe-se uma condição no código que limita o movimento do corpo, para que este decorra somente na vertical.

Para se efetuar este teste, reproduz-se, via simulação numérica, o estudo experimental desenvolvido em Stratigaki (2014). Por forma a replicar o flutuador e o canal de ondas utilizado, criou-se uma geometria em SolidWorks, baseada nas Figura 4.9 e 4.10.

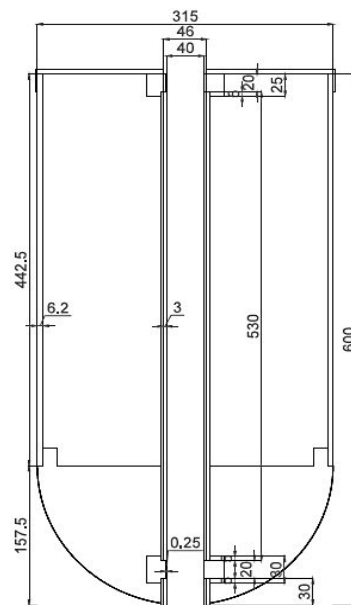


Figura 4.9 – Dimensões do flutuador. Adaptado de Stratigaki (2014).

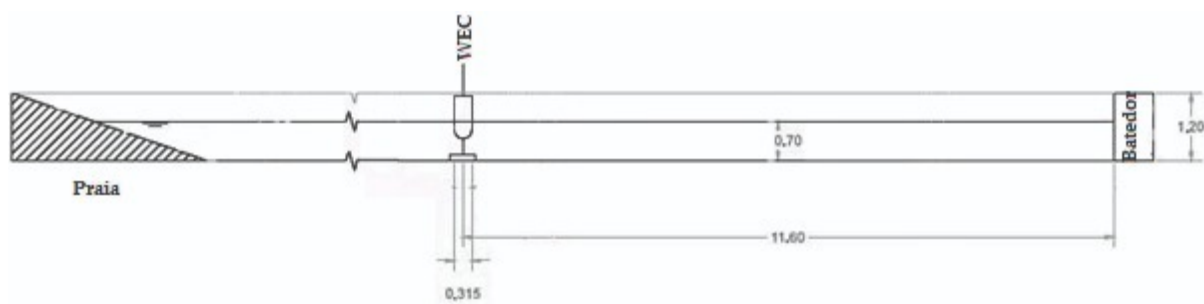


Figura 4.10 – Configuração do canal de ondas. Adaptado de Stratigaki (2014).

Analogamente ao procedimento experimental, gerou-se uma onda com altura de $H = 0,1$ m e período $T = 1,250$ s, propagando-se num canal com profundidade $h = 0,7$ m.

Tendo em conta que o objetivo desta validação era simular o movimento vertical do flutuador sob ação das ondas, optou-se por efetuar este teste sem recurso ao Project Chrono, uma vez que o acoplamento com o código numérico DualSPHysics já tinha sido testado e validado por outros autores (Brito *et al.*, 2017; Canelas *et al.*, 2018; Brito *et al.*, 2018). Assim sendo, apenas é relevante comparar os resultados relativos à arfagem, representados na Figura 4.11.

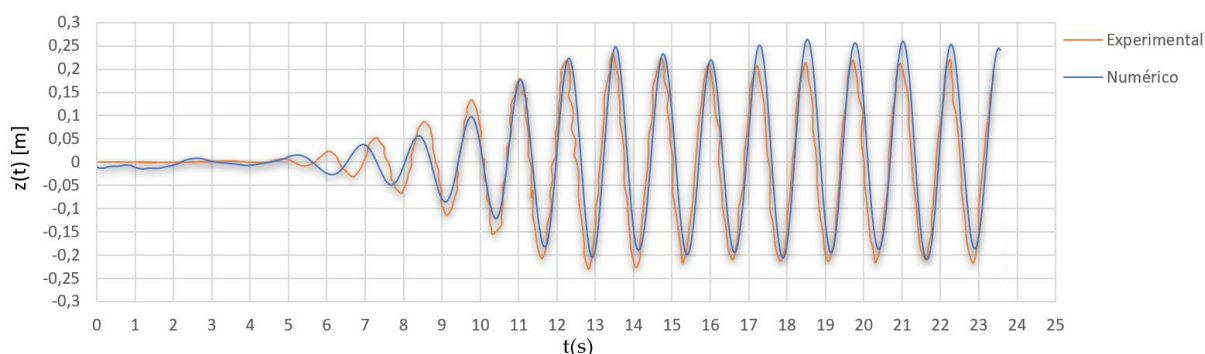


Figura 4.11 – Comparação dos resultados numéricos e experimentais: arfagem.

Analisando a Figura 4.11 constata-se que, após a estabilização da onda, se observa uma boa concordância entre ambos os estudos, com um erro relativo máximo inferior a 15%.

Tendo em conta os resultados obtidos nesta secção e na Secção 4.1, conclui-se que o modelo matemático proposto e o respetivo código numérico que o simula são apropriados para o estudo da dinâmica do conversor hiperbólico.

5. Estudo numérico do conversor hiperbárico

Neste capítulo apresentam-se os resultados do estudo numérico bidimensional do conversor hiperbárico sob ação de agitação regular e irregular.

Inicialmente aborda-se o método de criação da geometria do dispositivo e os parâmetros de agitação marítima da costa portuguesa. Seguidamente faz-se o estudo, para uma agitação marítima regular, da influência da altura e do período de onda, da massa do flutuador e das características do sistema PTO. Posteriormente, efetua-se uma análise sobre a influência da pressão do PTO na potência extraída e na respetiva eficiência de captura do dispositivo.

Na fase final faz-se um estudo da resposta do dispositivo em agitação irregular, assim como uma análise dos seus espectros de energia. Por fim, calcula-se a potência extraída e respetiva eficiência de captura do dispositivo para uma dada pressão do PTO.

5.1 Geometria do dispositivo

Tendo em conta que o dispositivo que se pretende simular ainda se encontra em fase de protótipo, não foram encontradas, na bibliografia, dimensões típicas dos seus componentes. Assim sendo, neste capítulo, a geometria escolhida baseia-se nos estudos desenvolvidos por Estefen *et al.* (2010, 2011) e Machado *et al.* (2015). O sistema sofre ainda algumas alterações que não comprometem o seu comportamento sob ação das ondas, mas reduzem a complexidade para um nível compatível com os meios informáticos disponíveis.

Na Figura 5.1 apresenta-se a geometria simplificada do dispositivo e do canal considerada ao longo deste capítulo. A secção do flutuador tem forma retangular com uma dimensão de $10 \times 2 \text{ m}^2$, a geometria do braço mecânico apresenta-se, em metros, na Figura 5.2, onde θ representa o ângulo entre o plano horizontal e a posição do braço, no centro de massa.

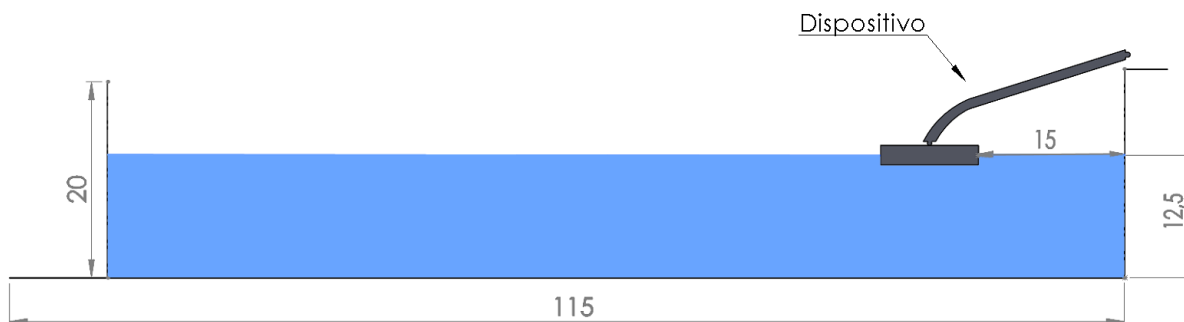


Figura 5.1 – Geometria do canal e do dispositivo.

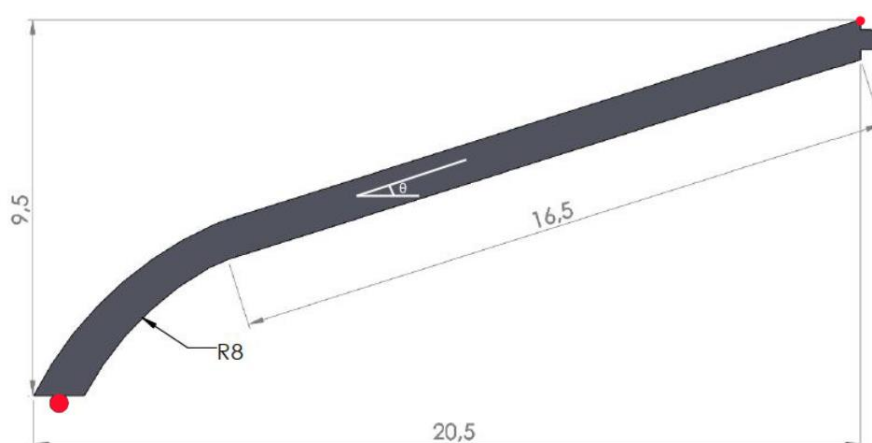


Figura 5.2 – Geometria do braço mecânico.

Na Figura 5.2 assinalado a vermelho, identifica-se à esquerda, o acoplamento mecânico do flutuador com o braço, e à direita, a restrição mecânica, no qual é aplicado o sistema PTO.

5.2 Agitação marítima na costa portuguesa

De acordo com os dados expostos em Pontes *et al.* (2003), obtidos através da análise das elevações de superfície livre provenientes de boias posicionadas em locais criteriosamente escolhidos na costa portuguesa, define-se um padrão anual nos dados estatísticos obtidos. Na Figura 5.3 observa-se a percentagem de ocorrência de altura significativa, H_s , enquanto que na Figura 5.4 apresenta-se a distribuição da altura significativa e a sua direção ao longo da costa portuguesa. A Figura 5.5, mostra a média anual do período na região costeira centro-sul de Portugal.

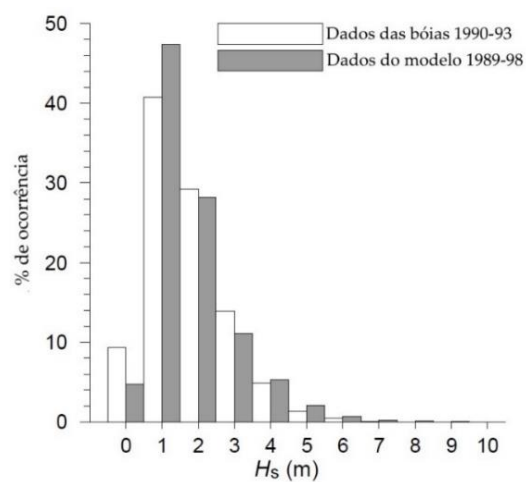


Figura 5.3 – Histograma da altura significativa de onda na costa portuguesa. Adaptado de Pontes *et al.* (2003).

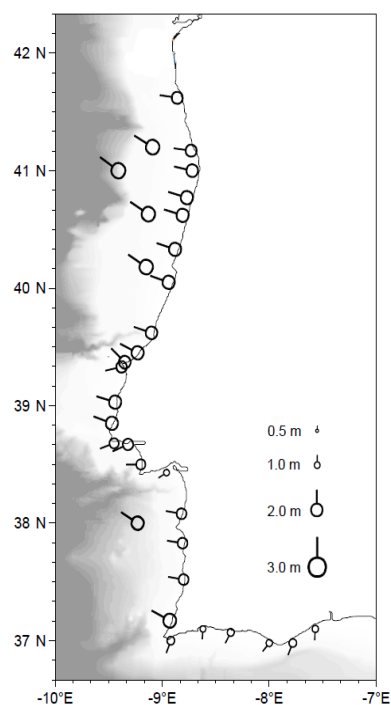


Figura 5.4 – Distribuição anual da altura significativa de onda e correspondente direção. Adaptado de Pontes *et al.* (2003).

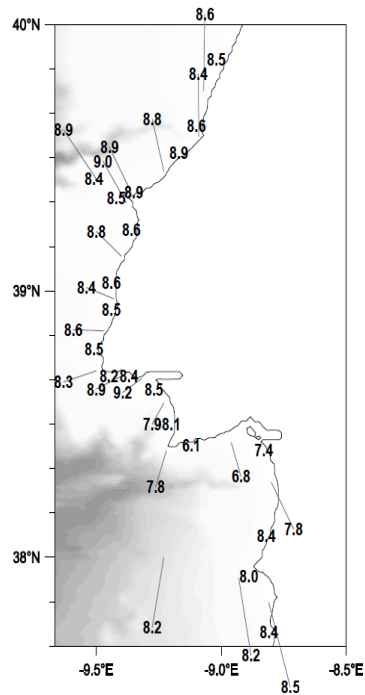


Figura 5.5 – Distribuição anual do período de onda na região costeira centro-sul de Portugal. Adaptado de Pontes et al. (2003).

5.3 Estudo numérico do dispositivo sob agitação regular

Tendo em consideração a caracterização da agitação na costa portuguesa efetuada na Secção 5.2, de forma a cobrir a gama de parâmetros apresentada, realizaram-se 13 ensaios (correspondentes a 13 períodos) por cada altura de onda, sendo que cada ensaio corresponde a 120 segundos de agitação. Na Tabela 5.1 apresentam-se os parâmetros de agitação regular utilizados no estudo da influência da altura e período de onda na dinâmica do dispositivo, Secção 5.3.1, que resultou num total de 13×4 ensaios numéricos.

Tabela 5.1 – Parâmetros de agitação regular.

H (m)	1; 1,5; 2; 2,5
T (s)	4; 5; 6; 7; 8; 9; 10; 11; 12; 13; 14; 15; 16
h (m)	12,5

Por forma a fazer um estudo da influência da massa do flutuador na dinâmica do dispositivo, Secção 5.3.2, efetuaram-se 9 ensaios numéricos correspondentes à variação da massa do flutuador entre $20\,000 \leq m_f \leq 180\,000$ kg.

Por fim, para o estudo da influência do sistema PTO, Secção 5.3.3, efetuaram-se 10 ensaios numéricos com o coeficiente de amortecimento do PTO a variar entre $0.1 * 10^{-1} \leq C_{PTO} \leq 1 * 10^4 \text{ MN m s}$.

5.3.1 Influência da altura e período de onda

O movimento do dispositivo foi assim simulado para as diversas condições de agitação. Numa primeira fase o PTO não impõe nenhuma força ao braço mecânico, o flutuador movimenta-se dessa forma sob a ação das ondas, estando o seu deslocamento/rotação limitado pelas ligações do braço mecânico. Após concluída a totalidade de ensaios calculou-se a resultante instantânea da força hidrodinâmica aplicada no flutuador, obtendo-se a respetiva força média. Na Figura 5.6 apresenta-se a aproximação polinomial aos resultados discretos obtidos.

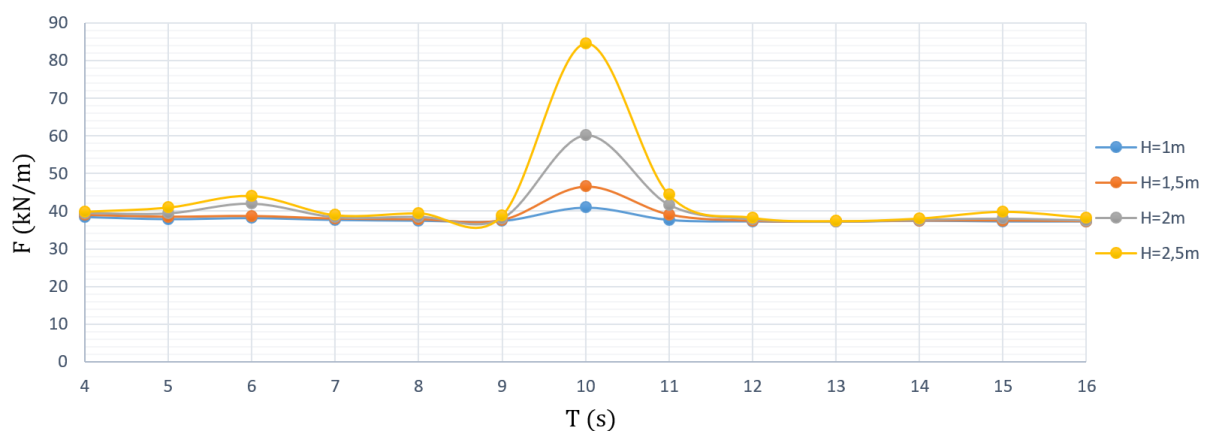


Figura 5.6 – Força resultante média aplicada no flutuador em função do período de onda.

Tendo em conta os resultados obtidos, constata-se existir um pico da resultante da força média aplicada no flutuador para o período de onda de, aproximadamente, $T = 10 \text{ s}$. Com o objetivo de investigar que tipo de movimento está relacionado com este comportamento analisa-se a resposta do dispositivo para o período de ondas de $T = 8 \text{ s}$ e $T = 10 \text{ s}$. Optou-se pelo período de $T = 8 \text{ s}$ pois parece corresponder a uma situação de independência do movimento do dispositivo face ao período de onda. Por oposição, para o período de $T = 10 \text{ s}$ o movimento do corpo parece ser fortemente influenciado pelo período da onda.

Nas Figuras 5.7 e 5.8 apresentam-se a rotação do braço mecânico e nas Figuras 5.9 e 5.10 a respetiva velocidade angular.

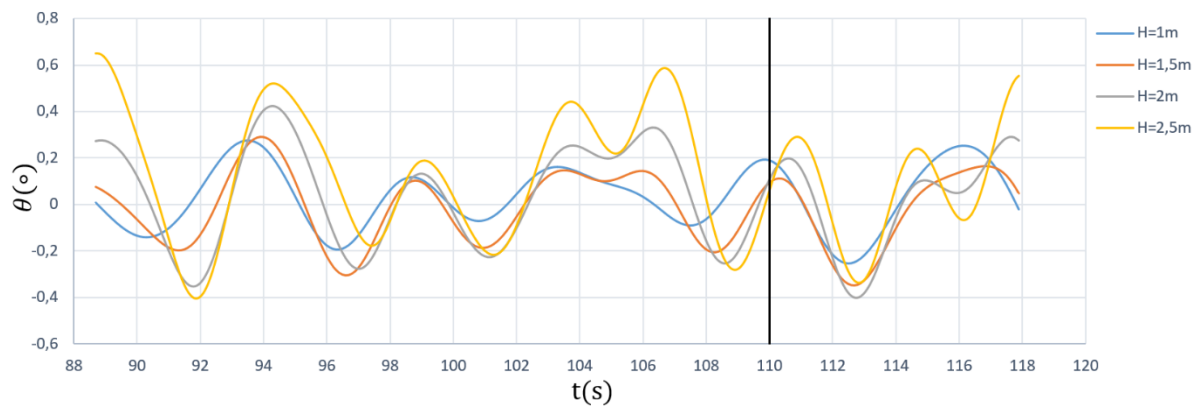


Figura 5.7 – Rotação do braço mecânico ($T = 8$ s).

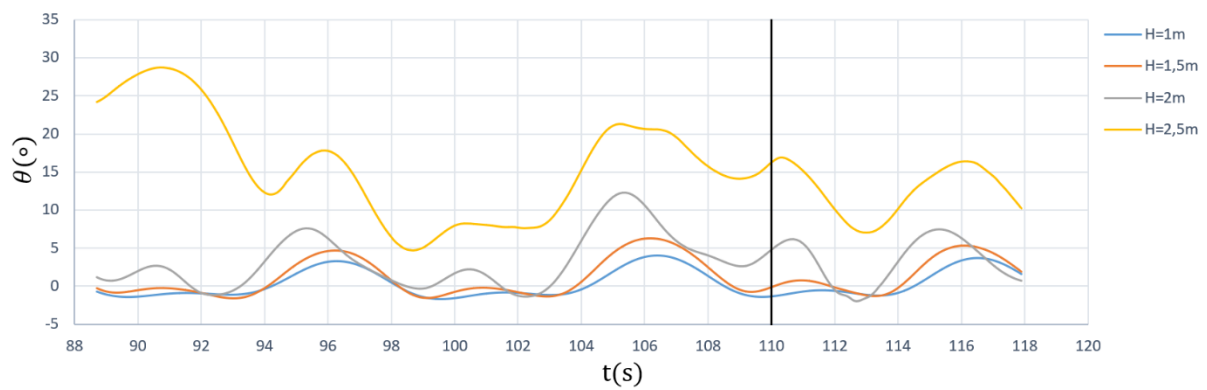


Figura 5.8 – Rotação do braço mecânico ($T = 10$ s).

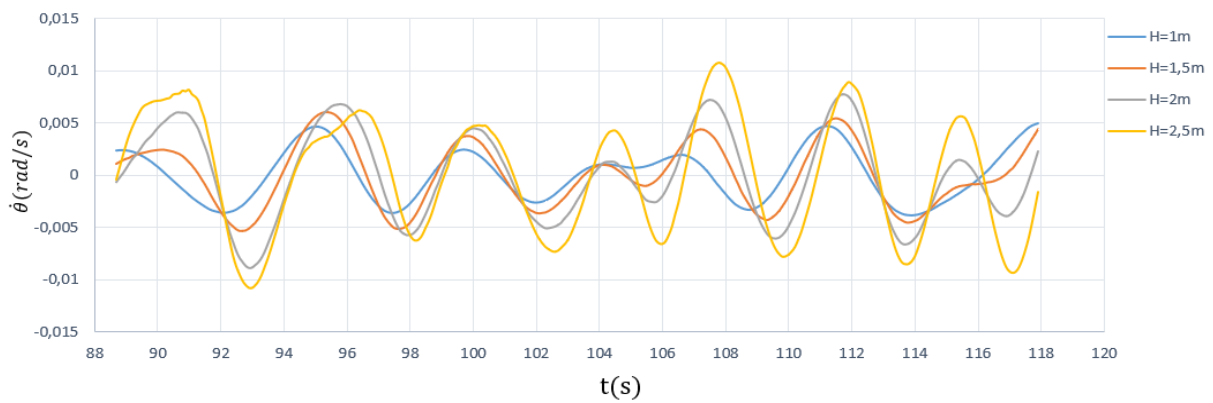


Figura 5.9 – Velocidade angular do braço mecânico ($T = 8$ s).

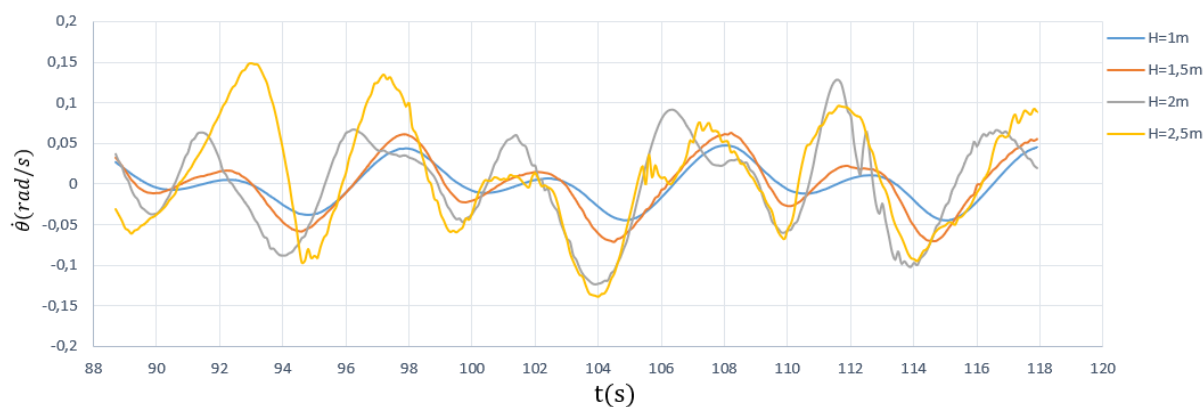


Figura 5.10 – Velocidade angular do braço mecânico ($T = 10$ s).

Através da análise das Figuras 5.7 e 5.8 conclui-se que a amplitude de rotação do braço mecânico aumenta ligeiramente com a altura de onda, como seria de esperar, e é bastante maior para um período de onda de $T = 10$ s, quando comparada com $T = 8$ s. Esta diferença traduz-se num aumento da variação da velocidade angular, representado nas Figuras 5.9 e 5.10.

A amplitude de movimento para $T = 10$ s parece resultar de um comportamento ressoante do sistema.

De modo a comparar o comportamento do dispositivo para as diferentes alturas de onda, escolheu-se um instante, $t = 110$ s, identificado nas Figuras 5.7 e 5.8 com um traço preto. A posição do dispositivo no instante escolhido é representado nas Figuras 5.11 e 5.12.

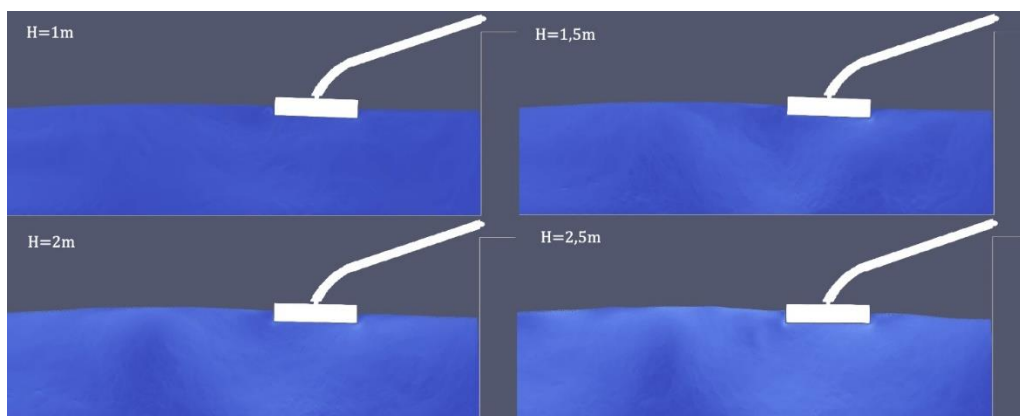


Figura 5.11 – Comportamento do dispositivo, no instante $t = 110$ s, para $T = 8$ s.

Constata-se que o dispositivo tem um movimento praticamente idêntico para as diferentes alturas de onda, o que seria expectável devido à semelhança de valores obtidos na análise da rotação do braço mecânico.

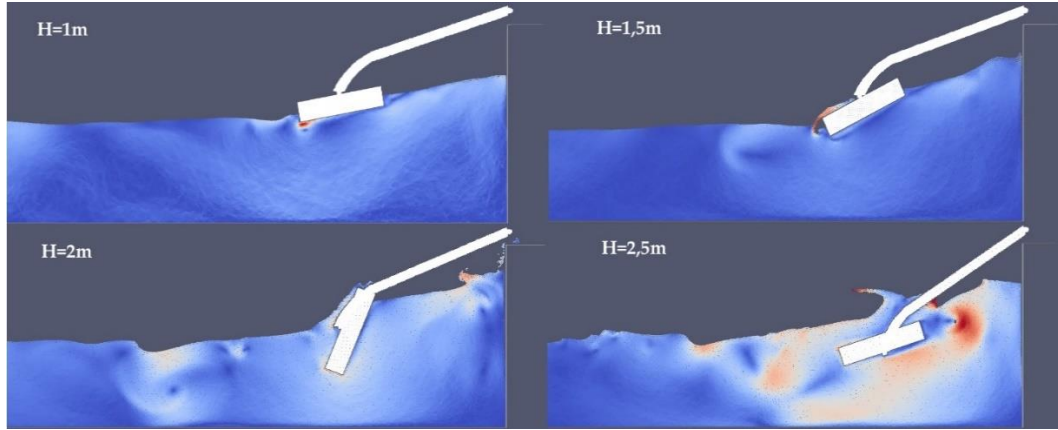


Figura 5.12 – Comportamento do dispositivo, no instante $t = 110$ s, para $T = 10$ s.

No entanto para um período de onda $T = 10$ s, o comportamento assume-se fortemente não-linear, observando-se grandes deslocamentos da massa de água, assim como a formação de vórtices causados pela interação do escoamento sob o flutuador. Conclui-se assim que para $T = 10$ s o dispositivo apresenta um comportamento ressonante.

Nos resultados obtidos para $H = 2$ m e $H = 2,5$ m, com $T = 10$ s, observa-se claramente que o flutuador entra em contato com o braço mecânico. Para evitar isso seria necessário aumentar a restrição mecânica no acoplamento entre os dois. No entanto, no âmbito desta dissertação, tal não é efetuado, logo estes resultados não são considerados, uma vez que correspondem a deformações que não são realistas num cenário de funcionamento, pois conduziriam à destruição do dispositivo.

Por forma a analisar a linearidade da interação entre a onda e o dispositivo, foi utilizado o parâmetro *Response Amplitude Operator* (RAO), obtido pela seguinte equação:

$$RAO = \frac{|\theta_{m\acute{a}x} - \theta_{m\acute{i}n}|}{H} \quad (5.1)$$

onde $\theta_{m\acute{a}x}$ e $\theta_{m\acute{i}n}$ representam, respetivamente, a rotação máxima e mínima do braço mecânico. Este parâmetro permite concluir sobre a influência da altura e período de onda na dinâmica do braço mecânico, representado na Figura 5.13.

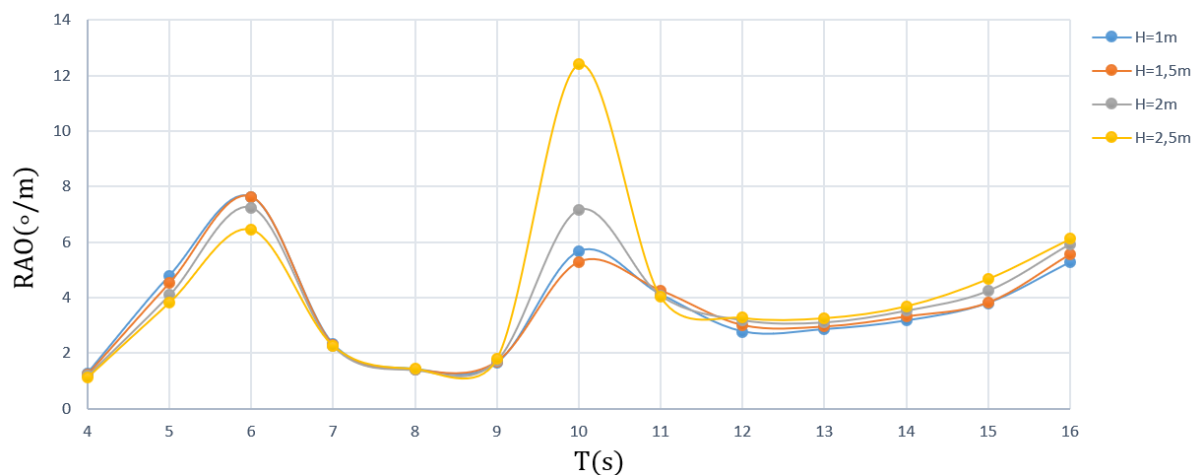


Figura 5.13 – Variação do RAO em função do período de onda.

De acordo com a Figura 5.13, observa-se que o RAO é essencialmente influenciado pelo período, sendo que a altura da onda parece apenas ter relevância no comportamento ressoante. No entanto constata-se a existência de dois picos, para período de onda aproximado de $T = 6$ s e $T = 10$ s. Não tendo sido feitos testes quanto à resposta livre do dispositivo, prevê-se que estes picos estejam relacionados com a ressonância nos dois graus de liberdade do dispositivo, em termos de translação e rotação.

5.3.2 Influência da massa do flutuador

Nesta secção estuda-se a influência da massa do flutuador, m_f , no comportamento do dispositivo. Tendo em conta os resultados obtidos na Secção 5.3.1, optou-se por fazer o estudo para $H = 1,5$ m, uma vez que para $T = 10$ s, o período de onda para o qual se obtém uma maior amplitude da força aplicada no flutuador, o melhor comportamento resulta de uma altura de onda de $H = 1,5$ m.

À semelhança do que foi feito no final da secção anterior, na Figura 5.14 apresenta-se o RAO em função da massa do flutuador.

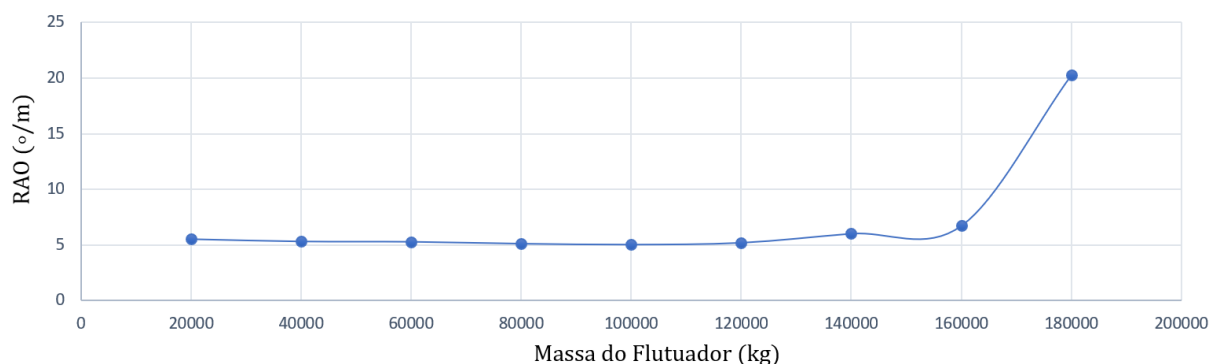


Figura 5.14 – Variação do RAO em função da massa do flutuador .

Considerando os resultados obtidos, conclui-se que a massa do flutuador não apresenta grande influência no comportamento do dispositivo, com a exceção de quando se tem uma massa superior a 160 000 kg. Nesta situação o peso é superior à força de impulsão máxima, fazendo com que o dispositivo se afunde, comprometendo a sua estabilidade. Portanto, optou-se por continuar a fazer a restante análise do dispositivo com uma massa de 60 000 kg, correspondente a uma massa volúmica de $0,3 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$.

5.3.3 Influência do sistema PTO

Após concluído o estudo sobre a influência dos parâmetros da agitação e da massa do flutuador foi feito o estudo da influência do sistema PTO. Realizam-se diversas simulações numéricas com o coeficiente de amortecimento do PTO a variar entre $0,1 \times 10^{-1} \leq C_{PTO} \leq 1 \times 10^4 \text{ MN m s}$. Considerou-se um diâmetro de pistão $\phi_p = 30 \text{ cm}$ e uma distância do ponto de rotação do braço ao pistão $b = 1 \text{ m}$. Logo, de acordo com a Equação (2.35), a pressão do sistema PTO, $p_c = \frac{M_{PTO}}{\pi \cdot 0,15^2}$, varia entre $1 \times 10^{-3} \leq p_c \leq 7 \text{ MPa}$.

Nas Figuras 5.15 e 5.16 apresentam-se a rotação e velocidade angular do braço mecânico, para quatro valores seleccionados de p_c . À semelhança do que tinha sido feito na Secção 5.3.2 escolhe-se uma altura de onda $H = 1,5 \text{ m}$ e um período de onda $T = 10 \text{ s}$.

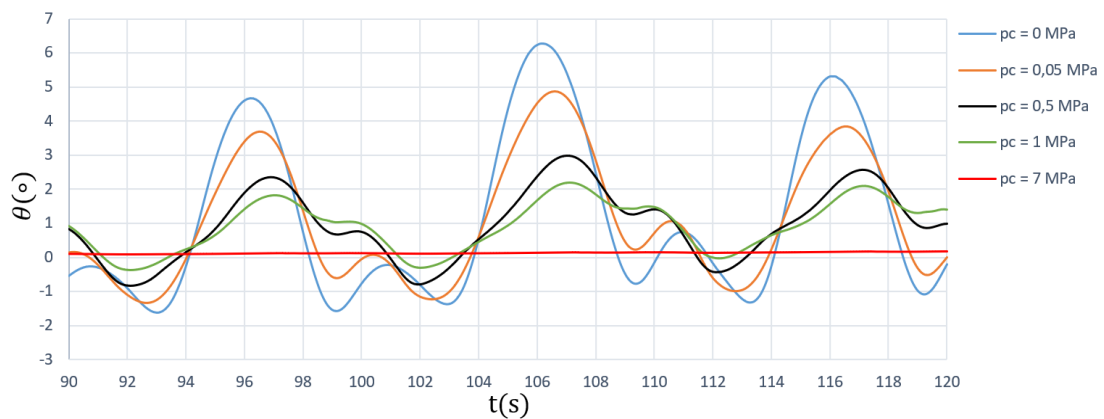


Figura 5.15 – Influência da pressão do sistema PTO na rotação do braço mecânico.

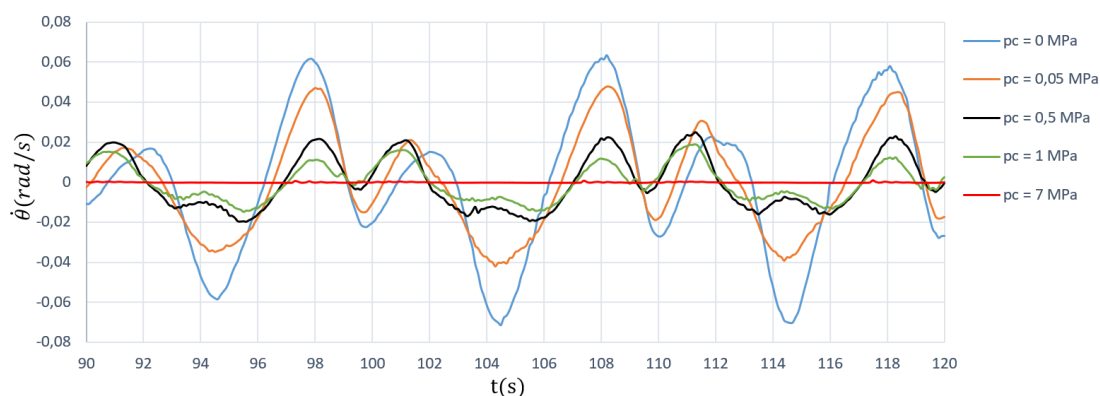


Figura 5.16 – Influência da pressão do sistema PTO na velocidade angular do braço mecânico.

Como seria de esperar, a pressão do sistema PTO é determinante no movimento do braço mecânico, sendo que a amplitude de movimento diminui com o aumento deste parâmetro, o que implica a redução da velocidade angular. Num caso extremo, para $p_c = 7$ MPa, o braço mecânico fica imobilizado.

Tendo em conta os resultados obtidos analisou-se o RAO, em função da pressão do sistema PTO (Figura 5.17).

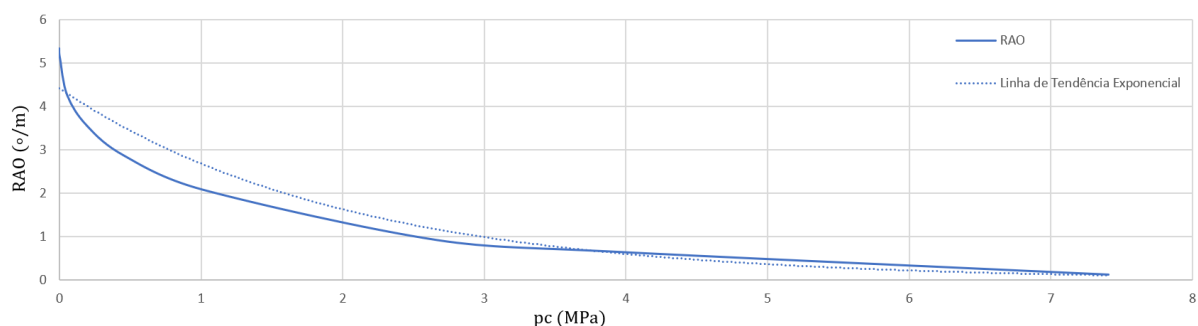


Figura 5.17 – Influência da pressão do sistema PTO no RAO.

Analisando a Figura 5.17, conclui-se que existe uma tendência para uma diminuição do RAO à medida que a pressão do sistema PTO aumenta. No entanto, esta diminuição não ocorre de uma forma linear. Isto deve-se ao nível da pressão do sistema PTO começar a ser demasiado elevado, fazendo com que a energia das ondas seja insuficiente para acionar o pistão que bombeia água para o reservatório pressurizado, bloqueando assim o movimento do braço mecânico.

Seguidamente calculou-se para os quatro valores seleccionados de p_c a potência extraída, Equação (2.33), para um intervalo de tempo após o sinal ter estabilizado. Na Figura 5.18 apresenta-se a influência da pressão do sistema PTO na potência extraída, enquanto que na Tabela 5.2 identifica-se a potência média.

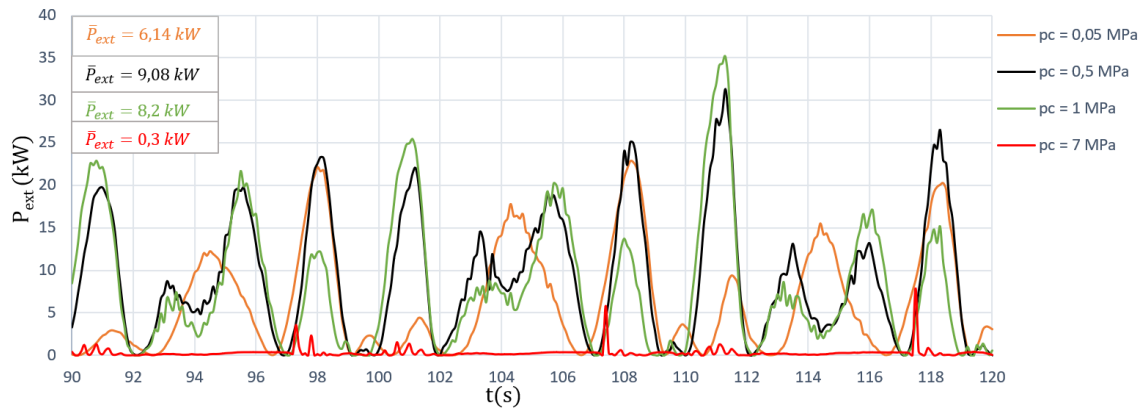


Figura 5.18 – Influência da pressão do sistema PTO na potência extraída.

Tabela 5.2 – Potência média extraída do dispositivo.

p_c (MPa)	\bar{P}_{ext} (kW)
0,05	6,14
0,5	9,08
1	8,2
7	0,3

Através da análise da Figura 5.18 e da Tabela 5.2, conclui-se que o aumento da pressão do sistema PTO tem uma influência não-linear na potência extraída, que aumenta até atingir o pico de potência. Após atingido o pico, o aumento da pressão começa a ter um efeito contraproducente na potência extraída, fazendo com que o valor comece a diminuir até ao ponto em que torna impossível extrair energia, $p_c \approx 7$ MPa. Tendo em conta os ensaios numéricos realizados conclui-se que o valor ótimo para a pressão da câmara hiperbárica situa-se entre $0,5 \leq p_c \leq 1$ MPa, o que equivale a um coeficiente de amortecimento do PTO entre $50 \leq C_{PTO} \leq 100$ MN m s.

Por forma a analisar a eficiência da extração de energia, por parte do sistema PTO, foi feito um estudo do rácio de captura por largura de onda, CWR, obtido através da Equação (2.36): onde $\rho = 1000$ g m⁻³, $g = 9,81$ m s⁻², $H = 1,5$ m, $h = 12,5$ m, $\lambda = 101,5$ m e $T = 10$ s. Logo $c_g = 8,56$ m s⁻¹ para profundidades intermédias, consultar Tabela 2.1, e $J = 23,625$ kW, consultar Equação (2.2), para W foi definido um valor unitário, uma vez que as simulações foram somente bidimensionais, não tendo sido considerada a largura de onda/dispositivo. Assim sendo, $CWR = \frac{\bar{P}_{ext}}{23,625}$.

Na Figura 5.19 observa-se a variação do CWR em função da pressão do sistema PTO.

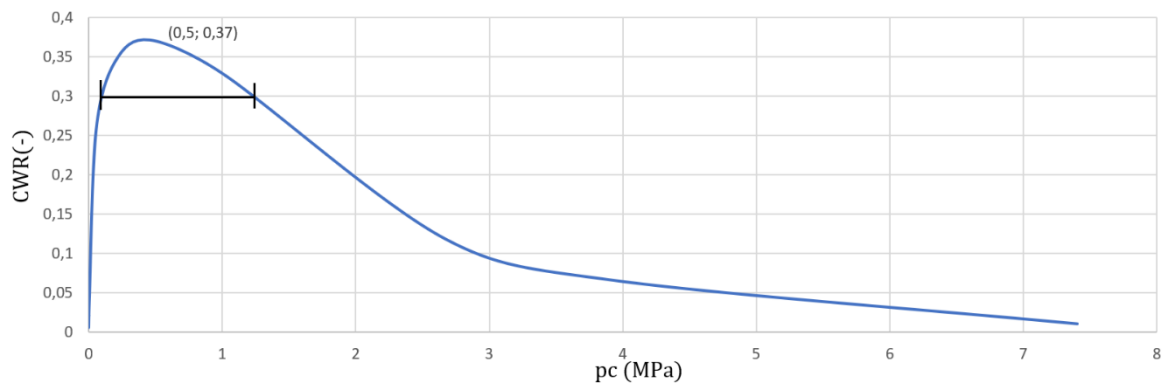


Figura 5.19 – Influência da pressão do sistema PTO no CWR.

Conforme a variação do rácio de captura por largura de onda (CWR) constata-se que é atingido um pico de $CWR = 0,37$ para $p_c = 0,5$ MPa e após esse pico, com o aumento da pressão do sistema PTO, a potência extraída começa a diminuir até ao ponto em que deixa de ser possível extrair energia das ondas. No entanto, conclui-se pela influência da pressão da câmara hiperbárica, que o dispositivo apresenta uma gama de valores de funcionamento apelativa, associada a uma eficiência de captura de energia superior a 30% (indicada na Figura 5.19 com um traço preto). Assim sendo, é possível definir um sistema de controlo de pressão de maneira a ajustar o caudal de água fornecido à turbina, consoante as condições de agitação marítima. Esta possibilidade é bastante útil para um estado de mar real, uma vez as condições nem sempre permitem o funcionamento do dispositivo num estado ótimo para a extração de energia, logo através deste sistema ajusta-se o conversor hiperbárico de maneira a que o rendimento não seja inferior ao desejado.

5.4 Estudo numérico do dispositivo sob agitação irregular

Na Secção 5.3 considerou-se apenas agitação regular, no entanto um estado do mar real é composto por ondas de diversas alturas e períodos, propagando-se em várias direções. Assim sendo, por forma a obter resultados mais próximos da realidade, é necessário fazer um estudo do dispositivo sob agitação irregular.

Para a geração da agitação irregular considerou-se o espectro JONSWAP, com os coeficientes representados na Tabela 5.3. Foram realizados dois ensaios, sendo que no primeiro considerou-se uma pressão na câmara hiperbárica de $p_c = 0$ MPa e no segundo de $p_c = 0,5$ MPa.

Tabela 5.3 – Parâmetros de agitação irregular utilizados no estudo da dinâmica do dispositivo (Espectro JONSWAP).

H_s (m)	1,5
T_p (s)	10
h (m)	12,5
γ (-)	3,3

Na Figura 5.20 apresenta-se a elevação da superfície livre num ponto a uma distância de 50 m (jusante) do batedor, enquanto que nas Figuras 5.21 e 5.22 representa-se a rotação e a variação da velocidade angular do braço mecânico, respetivamente.

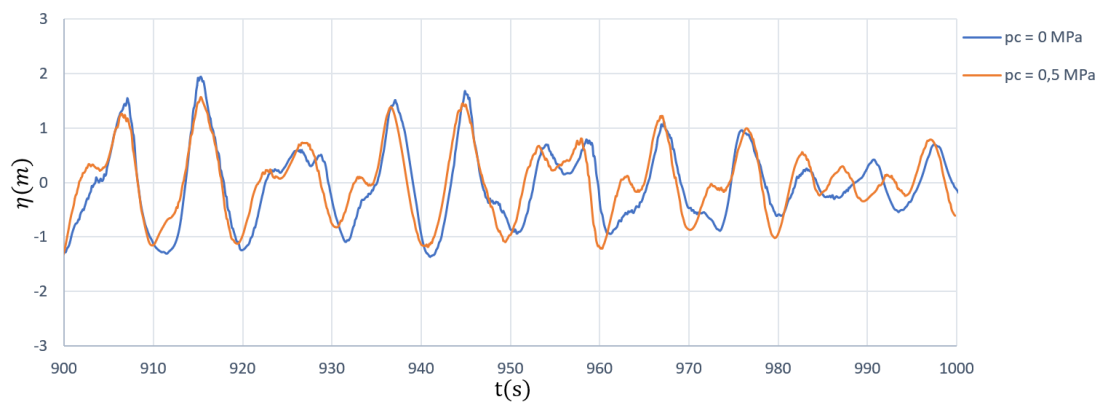


Figura 5.20 – Elevação da superfície livre.

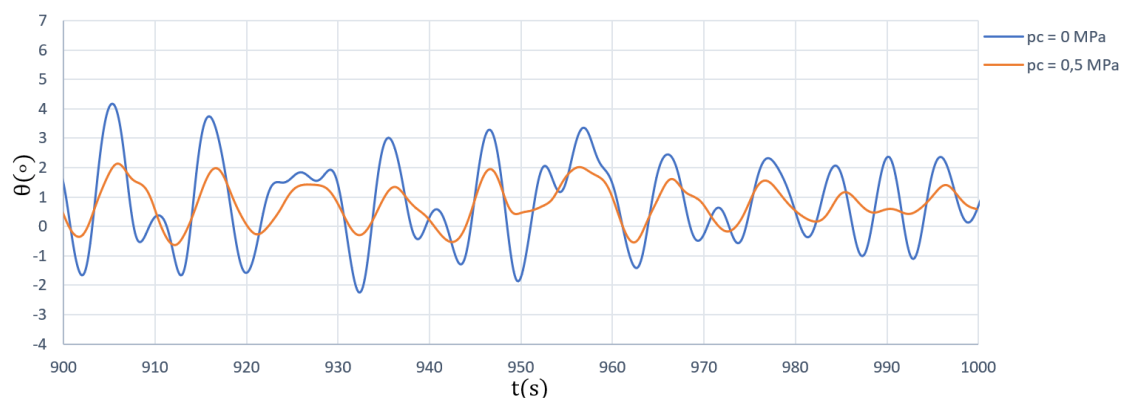


Figura 5.21 – Rotação do braço mecânico.

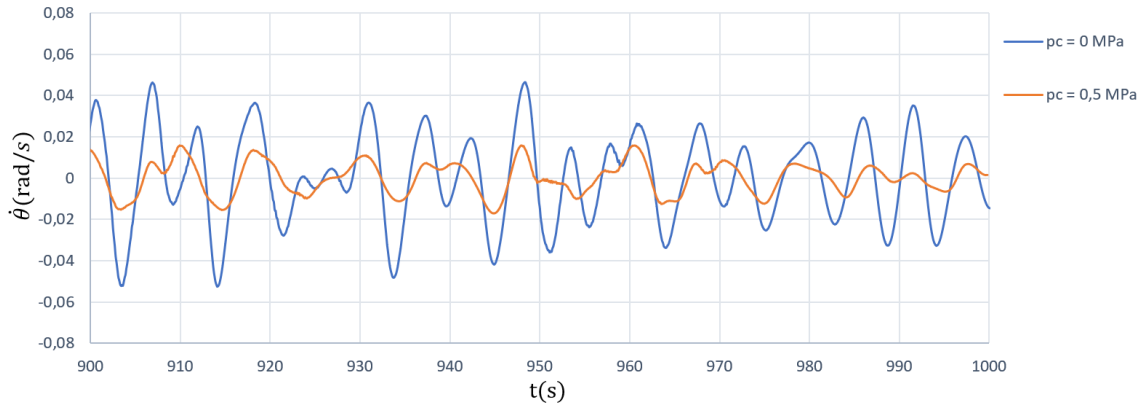


Figura 5.22 – Velocidade angular do braço mecânico.

Através da análise da Figura 5.20, conclui-se que a pressão do sistema PTO não é determinante na elevação da superfície livre num ponto a jusante do dispositivo. No entanto, notam-se algumas diferenças entre valores. Isto deve-se ao facto de para $p_c = 0,5$ MPa haver extração de energia, logo o movimento do dispositivo é ligeiramente diferente para os dois casos. Tendo em conta que a reflexão da onda na parede vertical vai ocorrer de forma distinta, existe uma ligeira influência na elevação da superfície livre no ponto escolhido para análise. Na Figura 5.21 constata-se que a pressão do sistema PTO tem uma influência significativa na rotação, como observado na Secção 5.3. De uma forma análoga a variação da velocidade angular do braço mecânico é menor quando existe pressão do sistema PTO, representado na Figura 5.22.

Nas Figuras 5.23, 5.24 e 5.25 representam-se, respetivamente, os espectros de energia para a elevação da superfície livre $S_\eta(f)$, para a variação angular, $S_\theta(f)$, e para a velocidade angular, $S_{\dot{\theta}}(f)$.

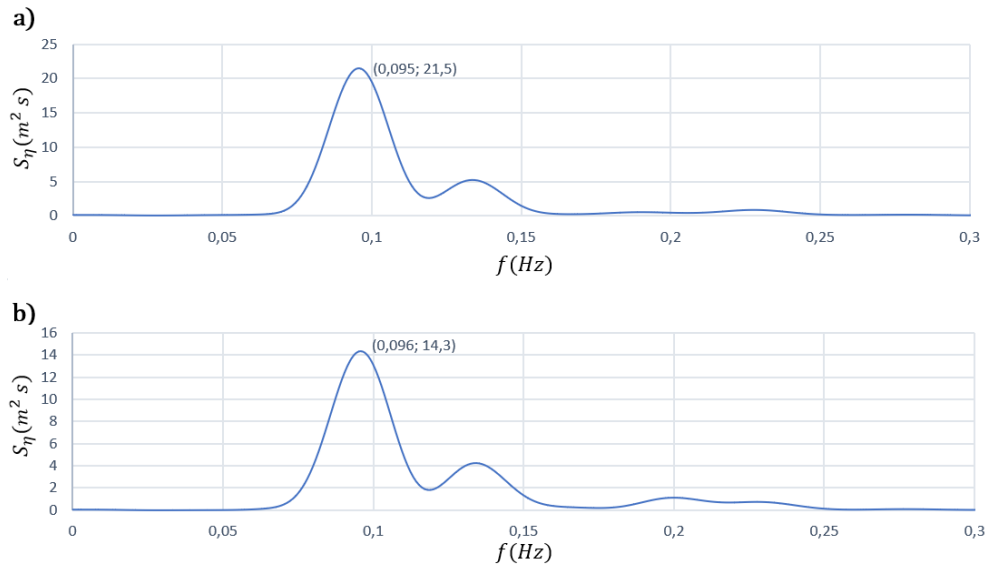


Figura 5.23 – Espectro de energia da elevação da superfície livre: a) $p_c = 0$ MPa e b) $p_c = 0,5$ MPa.

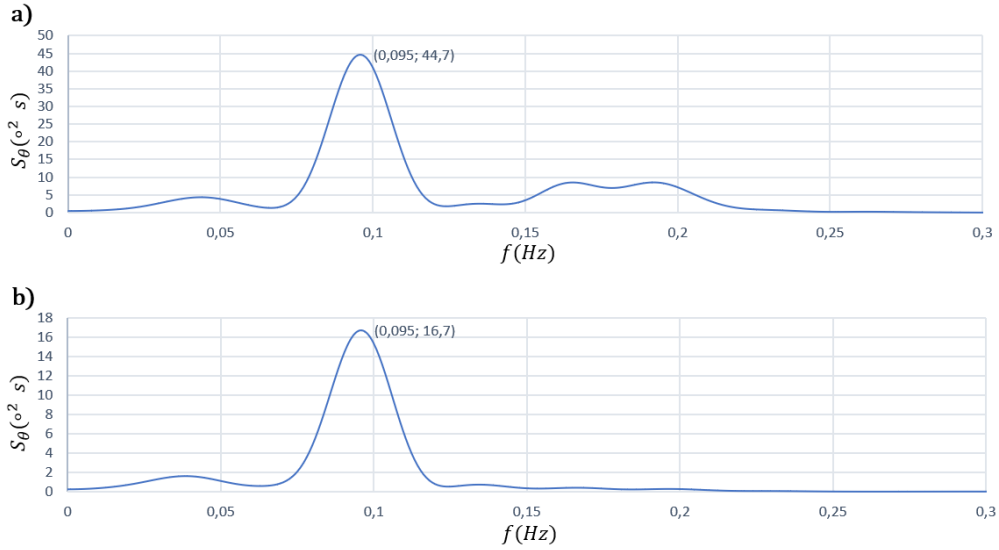


Figura 5.24 – Espectro de energia da rotação: a) $p_c = 0 \text{ MPa}$ e b) $p_c = 0,5 \text{ MPa}$.

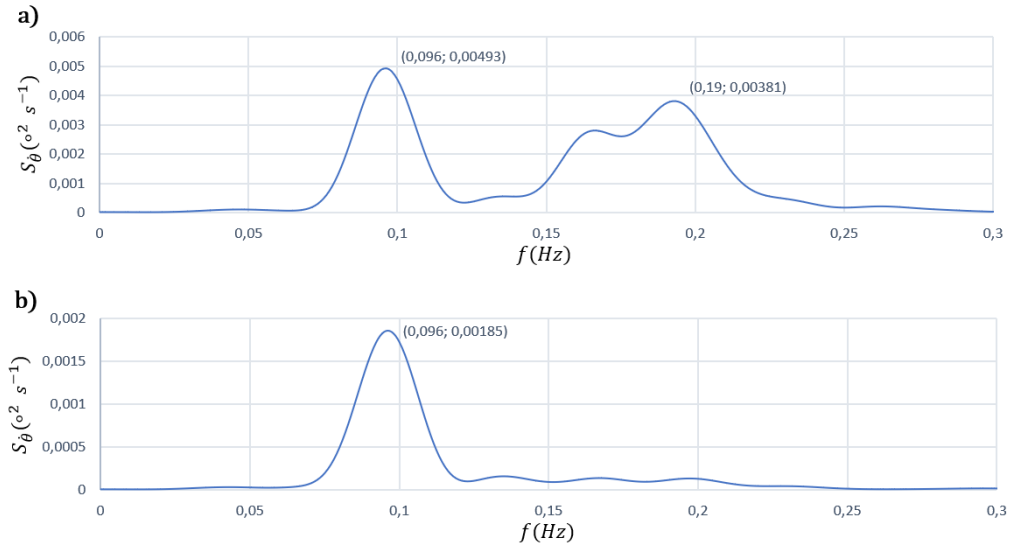


Figura 5.25 – Espectro de energia da variação da velocidade angular: a) $p_c = 0 \text{ MPa}$ e b) $p_c = 0,5 \text{ MPa}$.

Após a análise das Figuras 5.23, 5.24 e 5.25 nota-se um padrão entre as três comparações. Constata-se que os espectros de energia são influenciados pela pressão do sistema PTO, uma vez que o seu pico diminui, isto deve-se à energia absorvida pelo sistema que faz com que o dispositivo apresente um comportamento mais dissipativo. Observa-se também um segundo pico com valores de frequência de $f \approx 0,12$, visível na Figura 5.23, e de $0,15 \leq f \leq 0,2$, visível nas Figuras 5.24 (a) e 5.25 (a). Este segundo pico deve-se em parte a não-linearidades da interação fluido-flutuador que levam à criação de pequenos vórtices no fluido.

À semelhança do que foi feito na secção 5.3, de maneira a analisar a resposta angular do braço mecânico em função da frequência, estudou-se o parâmetro RAO para agitação irregular, (Figura 5.26), obtido através de:

$$RAO(f) = \sqrt{\frac{S_{\theta}(f)}{S_{\eta}(f)}} \quad (5.2)$$

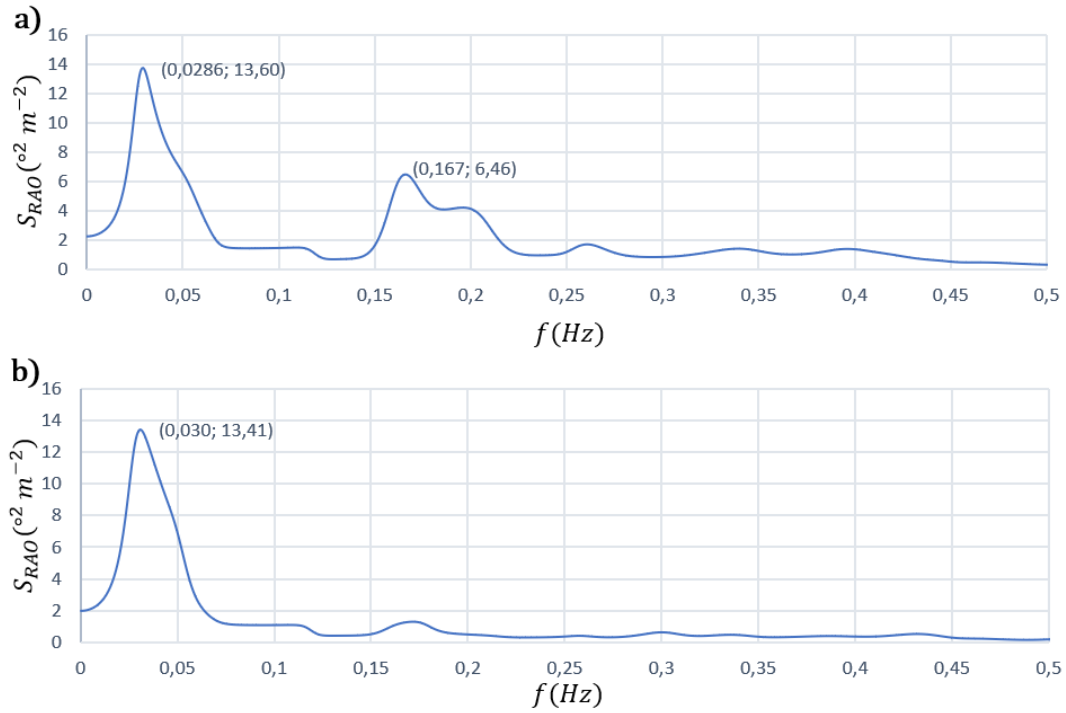


Figura 5.26 – Espectro de energia do RAO: a) $p_c = 0$ MPa e b) $p_c = 0,5$ MPa.

Após a observação da Figura 5.26 conclui-se que o RAO é pouco influenciado pela pressão do sistema PTO, tendo em conta que os picos de frequência apresentam valores semelhantes, com exceção do segundo pico que não se verifica quando $p_c = 0,5$ MPa. Observa-se também um desvio em relação à frequência de pico $f_p = 0,1$ Hz, o que vem comprovar a não-linearidade do sistema.

Por último, analisa-se a potência extraída, representada na Figura 5.27.

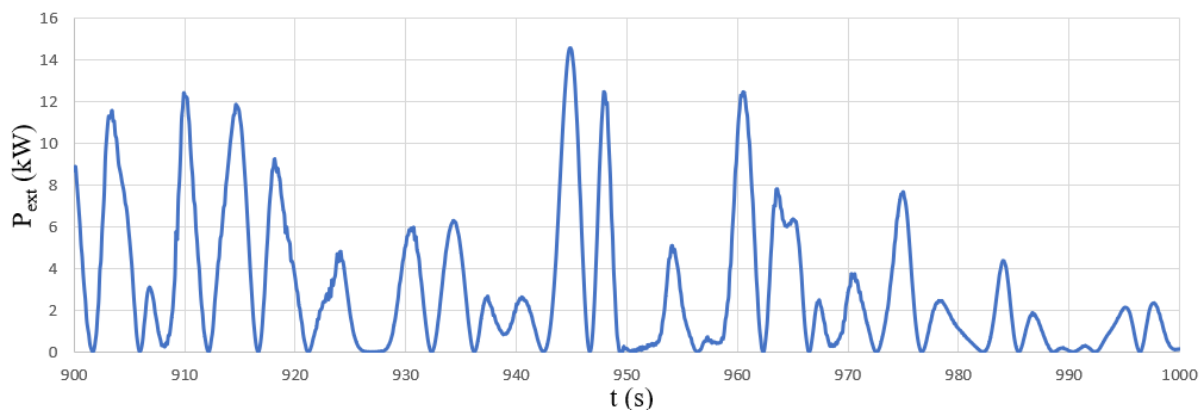


Figura 5.27 – Potência extraída pelo dispositivo para uma agitação irregular: $H_s = 1,5$ m, $T_p = 10$ s e $p_c = 0,5$ MPa.

Calcula-se a potência média extraída, para um dado intervalo de tempo, e o CWR, representado na Tabela 5.4. No entanto para uma agitação irregular, J é dado pela Equação (2.26): com $\rho = 1000$ g m⁻³; $g = 9,81$ m s⁻²; $H_s = 1,5$ m; $T_p = 10$ s, considerando-se W como um valor unitário. Logo $J \approx 9,7$ kW, o que implica que $\text{CWR} = \frac{\bar{P}_{ext}}{9,7}$.

Tabela 5.4 - Potência média extraída e CWR do dispositivo.

\bar{P}_{ext} (kW)	2,98
CWR (-)	0,307

Conclui-se assim o estudo do dispositivo sob agitação marítima irregular. Idealmente deveria ter sido feito um estudo sob agitação irregular para a otimização da pressão na câmara hiperbárica, p_c , que define a pressão do sistema PTO, mas a escassez de tempo e de recursos computacionais não o permitiram. No entanto, ficou demonstrado que o código numérico utilizado tem capacidade para simular o dispositivo sob agitação irregular, estimar a potência extraída e o CWR com precisão suficiente para elaborar um respetivo estudo de fiabilidade económica.

6. Conclusões

6.1 Principais conclusões

A presente dissertação focou-se no estudo numérico de um conversor hiperbárico de energia de ondas. Neste estudo recorreu-se ao código DualSPHysics, que se baseia no método SPH, para resolver as interações onda-dispositivo. Ao longo do estudo numérico, verificou-se e comprovou-se a aplicabilidade do código, tendo sido observado um baixo tempo de simulação aquando da utilização da unidade gráfica (GPU) para cálculo, em comparação com a unidade de processamento (CPU). Constatou-se um bom funcionamento da implementação do Project Chrono no código, tendo sido utilizada em dois pontos, na ligação entre o flutuador e o braço mecânico, e entre o braço mecânico e o sistema PTO.

Na primeira fase desta dissertação efetuou-se uma validação e verificação do código para duas situações distintas, um flutuador sem restrição e um flutuador restrito ao seu movimento vertical, ambos sujeitos a agitação marítima regular. Estas validações consistiram em comparar os resultados de arfagem, avanço e balanço dos estudos experimentais realizados por Ren *et al.* (2015) e Stratigaki (2014) com os resultados obtidos via simulação numérica. Observou-se uma boa concordância entre os resultados obtidos concluindo-se assim que o código tem a precisão necessária para o estudo numérico do conversor hiperbárico.

Após a verificação do código realizou-se o estudo numérico do conversor hiperbárico, numa primeira fase fez-se a caracterização da geometria e da agitação na costa portuguesa. Seguidamente analisou-se a influência da altura e do período de onda na resposta do dispositivo, sob agitação marítima regular. Verificou-se que o dispositivo apresentava um comportamento aceitável para uma altura de onda de $H = 1,5$ m e um período de $T = 10$ s. Estes valores de referência foram utilizados para as restantes simulações numéricas. Logo após, efetuou-se um estudo sobre a influência da massa do flutuador na dinâmica do dispositivo, do qual se concluiu que esta não tem grande impacto no seu movimento.

A fase seguinte consistiu em estudar o dispositivo sob a influência do coeficiente de amortecimento do PTO. Verificou-se que a pressão do sistema PTO condiciona bastante a resposta do WEC, resultando numa menor amplitude de movimento do braço mecânico. No entanto se essa pressão não existir, o flutuador fica praticamente em fase com o movimento das ondas, o que impossibilita a extração de energia através do sistema PTO. Assim sendo, foram feitos diversos testes por forma a encontrar a pressão ótima do sistema PTO, chegando-se à conclusão de que o sistema PTO é não-linear e tem uma capacidade de extração de energia máxima para um intervalo de $0,5 \leq p_c \leq 1$ MPa associada a um $CWR \approx 0,37$.

Por fim, estudou-se a dinâmica do dispositivo quando sujeito a uma agitação irregular, fez-se uma análise dos espectros de energia e calculou-se a potência extraída assim como o respetivo CWR. Concluiu-se que, à semelhança do que tinha ocorrido para o estudo sob agitação regular, a resposta do dispositivo é condicionada pela pressão do sistema PTO e constatou-se que para uma pressão do sistema PTO de $p_c = 0,5$ MPa, obtém-se um valor de $CWR = 0,307$, considerado satisfatório para o estudo em questão.

6.2 Desenvolvimentos futuros

De forma a dar-se continuidade ao desenvolvimento do estudo do conversor hiperbárico, numa perspectiva de trabalho futuro, seria de interesse trabalhar na otimização da geometria do dispositivo e do nível de pressão do sistema PTO. Estudando a possibilidade de instalar um sistema de controlo de pressão para uma melhor resposta por parte do dispositivo, às diferentes condições de agitação. A interação entre dispositivos influencia a eficiência do WEC, por esta razão seria importante tentar fazer um estudo conjunto da unidade de bombeamento, da unidade do reservatório de pressão e da unidade de geração elétrica. Evidentemente todos estes estudos deverão ser efetuados em domínios tridimensionais, de maneira a obter resultados mais aproximados da realidade. No entanto para isso serão necessários meios de cálculo mais potentes.

7. Bibliografia

Aderinto, T. e Li, H. (2018) «Ocean Wave energy converters: Status and challenges», *Energies*, 11(5), pp. 1–26.

Airy, G. B. (1845) «On the Laws of the Tides on the Coasts of Ireland, as inferred from an extensive series of observations made in connection with the Ordnance Survey of Ireland».

Altomare, C., Domínguez, J. M., Crespo, A. J. C., Suzuki, T., Caceres, I. e Gómez-Gesteira, M. (2015) «Hybridization of the Wave Propagation Model SWASH and the Meshfree Particle Method SPH for Real Coastal Applications», *Coastal Engineering Journal*, 57(4), pp. 1–34.

Andrews, J. e Jelley, N. (2007) «Energy Science: Principles, Technologies, and impacts».

Brito-Melo, A., Gato, L. M. C. e Sarmento, A. J. N. A. (2002) «Analysis of Wells turbine design parameters by numerical simulation of the OWC performance», *Ocean Engineering*, 29(12), pp. 1463–1477.

Brito M. (2015) «Study of flap-type WECs using a SPH model», 2nd Iberian Workshop Advances on Smoothed Particle Hydrodynamics, 3-4 de Dezembro, Ourense, 13 Spain.

Brito M. (2017) «Desenvolvimento de uma ferramenta integrada para simular interações onda-estrutura-estrutura», 9as Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária, 23-24 de Novembro, Lisboa, Portugal.

Brito M., Pereira L., Gil L., Canelas R., Ferreira R. M. L. 2017. Estudo numérico de um dispositivo de conversão de energia das ondas utilizando o método SPH. XIII Congresso Ibero-americano em Engenharia Mecânica - CIBEM, 23-26 Outubro, Lisboa, Portugal.

Brito, M. (2018) «Numerical modeling and experimental testing of an oscillating wave surge converter», Tese de doutoramento em Engenharia Civil, Instituto Superior Técnico (IST), Universidade de Lisboa (UL), Portugal.

Brito M., García-Feal O., Domínguez J. M., Crespo A. J. C., Canelas R. B., Ferreira R. M. L., Neves M. G. (2016) «Coupling between DualSPHysics and Chrono-Engine: towards large scale HPC multiphysics simulations», 11th SPHERIC International Workshop, 14-16 de Junho, Munich, Germany.

Brito M., Canelas R. B., Ferreira R. M. L., García-Feal O., Domínguez J. M., Crespo A. J. C., Teixeira L., Neves M. G. (2017) «Application, modeling and validation of an OWSC using DualSPHysics», 12th SPHERIC International Workshop, 13-15 de Junho, Ourense, Spain.

Brito M., Canelas R. B., Ferreira R. M. L., Teixeira L., Neves M. G. (2018) «Validation of DualSPHysics for modelling WECs with mechanical systems: Application to the OWSC», 13th SPHERIC International Workshop, 26-28 de Junho, Galway, Ireland.

Brito, M., Canelas, R. B., García-feal, O., Domínguez, J. M., Crespo, A. J. C., Ferreira, R. M. L., Neves, M. G. e Teixeira, L. (2019) «A numerical tool for modelling oscillating wave surge converter with nonlinear mechanical constraints», *Renewable Energy*. Elsevier Ltd, 146, pp. 2024–2043.

Brito, M., Ferreira, R. M. L., Teixeira, L., Neves, M.G., Canelas, R.B. (2019) «Experimental investigation on the power capture of an oscillating wave surge converter in unidirectional waves», *Renewable Energy*, RENE12642.

Canelas R. B., Brito M., Ferreira R. M. L., García-Feal O., Domínguez J. M., Crespo A. J. C. (2017) «DualSPHysics, applications of a HPC multiphysics simulation framework», 12th SPHERIC International Workshop, 13-15 de Junho, Ourense, Spain.

Canelas, R.B., Brito, M., García-Feal, O., Dominguéz, J.M., Crespo, A.J.C. (2018) «Extending DualSPHysics with a Differential Variational Inequality: modeling fluid-mechanism interaction», *Applied Ocean Research*, 76:88-97.

C.R.E.S (2006) «Ocean Energy Conversion in Europe», *Renewable Energy*.

Crespo A.J.C., Brito M., Domínguez J. M., Canelas R. B., Hall M., Altomare C., Wu M., Stratigaki V., Troch T., Cappietti L., Ferreira R. M. L., Gómez-Gesteira M. (2019) «Numerical simulation of the full nonlinear behaviour of Wave Energy Converters», 13th European Wave and Tidal Energy Conference, 1-6 de Setembro, Napoli, Italy.

Crespo, A. J. C., Domínguez, J. M., Rogers, B. D., Gómez-Gesteira, M., Longshaw, S., Canelas, R., Vacondio, R., Barreiro, A. e García-Feal, O. (2015) «DualSPHysics: Open-source parallel CFD solver based on Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH)», *Computer Physics Communications*. Elsevier B.V., 187, pp. 204–216.

Crespo, A. J. C., Gómez-Gesteira, M. e Dalrymple, R. A. (2007) «Boundary conditions generated by dynamic particles in SPH methods», *Computers, Materials and Continua*, 5(3), pp. 173–184.

Cruz, J. e Sarmento, A. (2004) «Energia Das Ondas», *Wave Energy Centre - WEC*, pp. 01–28.

Dean, R. G. e Dalrymple, R. A. (1984) «Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists», World Scientific.

Didier, E. e Neves, M. da G. (2010) «Modelação da Interacção entre uma Onda e uma Estrutura de Protecção Costeira usando um Modelo Numérico SPH - Smoothed Particles Hydrodynamics», *Revista de Gestão Costeira Integrada*, 10(4), pp. 435–455.

Estefen, S. F., da Costa, P. R., Ricarte, E. e Pinheiro, M. M. (2007) «Wave Energy Hyperbaric Device for Electricity Production», *Volume 5: Ocean Space Utilization; Polar and Arctic Sciences and Technology; The Robert Dean Symposium on Coastal and Ocean Engineering; Special Symposium on Offshore Renewable Energy*, 5, pp. 627–633.

Estefen, S. F., Esperança, P. de T. T., Pinheiro, M. M., Ricarte, E., Clemente, C. H. P., Franco, D., Costa, P. R., Melo, E. e de Souza, J. A. (2008) «Experimental and Numerical Studies of the Wave Energy Hyperbaric», pp. 1–8.

- Estefen, S. F., Castello, X., Rossetto, R. M., Costa, P. R., Ricarte, E. e Maes, S. R. (2011) «Implantação de Protótipo de Conversor de Ondas Onshore nas Condições de Mar do Nordeste do Brasil» VI Congresso de Inovação Tecnológica em Energia Elétrica (VI CITENEL), 17-19 de Agosto, Fortaleza/CE, Brasil.
- Estefen, S. F., Castello, X. e Lourenço, M. I. (2010) «Design Analyses Applied to a Hyperbaric Wave Energy Converter», *ResearchGate*, (July), pp. 1527–1536.
- Falcão, A. F. d. O. (2010) «Wave energy utilization: A review of the technologies», *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 14(3), pp. 899–918.
- Garcia-Rosa, P. B., Cunha, J. P. V. S., Lizarralde, F., Estefen, S. F. e Costa, P. R. (2009) «Efficiency optimization in a wave energy hyperbaric converter», *2009 International Conference on Clean Electrical Power, ICCEP 2009*, pp. 68–75.
- Garcia-Rosa, P. B., Machado, I., S. da Cunha, J., Lizarralde, F., Watanabe, E. e Estefen, S. F. (2010) «Modelagem da dinâmica de um conversor hiperbárico de energia das ondas em energia elétrica», XVIII Congresso Brasileiro de Automática, pp. 1–7.
- Gingold, R. A. e Monaghan, J. J. (1977) «Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 181(3), 375-389.
- Gomez-Gesteira, M., Rogers, B. D., Dalrymple, R. A. e Crespo, A. J. C. (2010) «State-of-the-art of classical SPH for free-surface flows», *Journal of Hydraulic Research*, pp. 6–27.
- Hasselmann, K., Barnett, T. P., Bouws, E., Carlson, H., Cartwright, D. E., Enke, K., Ewing, J. A., Gienapp, H., Hasselmann, D. E., Kruseman, P., Meerburg, A., Muller, P., Olbers, D. J., Richter, K., Sell, W. e Walden, H. (1973) «Measurements of Wind-Wave Growth and Swell Decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP)», 46(8 0).
- Hudspeth, R. T. (2006) «Waves and Wave Forces on Coastal and Ocean Structures», *Advanced Series on Ocean Engineering*, World Scientific.
- Khan, J. e Bhuyan, G. S. (2009) «Global Technology Development Status», Report prepared by Powertech Labs for the IEA-OES.
- Lautrup, B. (2011) «Stokes waves».
- Machado, I. R., Watanabe, E. H. e Garcia-Rosa, P. B. (2015) «Modeling And Analysis Of a Sea Wave Energy Converter», IEEE 13th Brazilian Power Electronics Conference and 1st Southern Power Electronics Conference.
- Le Méhauté, B. (1976) «An Introduction to Hydrodynamics & Water Waves», Springer Berlin Heidelberg.
- Monaghan, J. J. (1989) «On the problem of penetration in particle methods. Journal of computational physics», *Journal of Computational Physics*, 82(1), pp. 1–15.
- Monaghan, J. J. (1992) «Smoothed particle hydrodynamics», *Reports on Progress in Physics*, 68(8), pp. 1703–1759.

Pecher, A., Kofoed, J. P., Folley, M., Costello, R., Todalshaug, J. H., Bergdahl, L., Têtu, A. e Alves, M. (2017) «*Ocean Engineering & Oceanography 7: Handbook of ocean wave energy*».

Pereira, L. J. S. (2018) «Estudo numérico de um dispositivo de aproveitamento de energia das ondas utilizando o método SPH», Tese de Mestrado em Engenharia Mecânica, Faculdade de Ciências e Tecnologias, Universidade Nova de Lisboa, Portugal.

Pierson, W. J. e Moskowitz, L. (1964) «A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii», *Journal of Geophysical Research*, 69(24), pp. 5181–5190.

Pontes, M. T., Aguiar, R. e Oliveira Pires, H. (2003) «A Nearshore wave energy atlas for Portugal», *J. Offshore Mech. Arct. Eng.*, 127(3): 249-255.

Reich, S., Leimkuhler, B. J. e Skeel, R. D. (1996) «Integration methods for molecular dynamics», *Mathematical Approaches to Biomolecular Structure and Dynamics*.

Ren, B., He, M., Dong, P. e Wen, H. (2015) «Nonlinear simulations of wave-induced motions of a freely floating body using WCSPH method», *Physics Procedia*. Elsevier B.V., 50, pp. 1–12.

Rosa, P. B. G., Machado, I., S. da Cunha, J., Lizarralde, F., Watanabe, E. e Estefen, S. F. (2013) «Modelagem Dinâmica e Otimização de Sistemas de Conversão de Energia das Ondas em Energia Elétrica», XVIII Congresso Brasileiro de Automática.

Ruiz, F.C., Andrés, O.M. e Rusu, L. (2014) «Efficiency assessments for different WEC types in the Canary Islands», CRC Press.

Schmitt, P., Asmuth, H. e Elsäßer, B. (2016) «Optimising power take-off of an oscillating wave surge converter using high fidelity numerical simulations», *International Journal of Marine Energy*. pp. 196–208.

Silva, A. M. P. A. R. da (2014) «Modelação numérica de um dispositivo pontual de aproveitamento de energia das ondas», Tese de Mestrado em Engenharia Mecânica, Faculdade de Ciências e Tecnologias, Universidade Nova de Lisboa, Portugal.

Stratigaki, V. (2014) «Experimental study and numerical modelling of intra-array interactions and extra-array effects of wave energy converter arrays», Tese de doutoramento, Faculdade de Engenharia e Arquitetura, Universidade de Ghent, Bélgica.

Tasora, A., Pazouki, A., Serban, R. e Melanz, D. (2016) «Chrono: An Open Source Multi-physics Dynamics Engine», *Lecture Notes in Computer Science*, (June), pp. 1–18.

Uihlein, A. (2016) «Life cycle assessment of ocean energy technologies», *International Journal of Life Cycle Assessment*. The International Journal of Life Cycle Assessment, 21(10), pp. 1425–1437.

US Army Corps of Engineers (2002) «*Coastal Engineering Manual*», USACE.